

Spinstromanregungen in magnetischen Kobalt/ Kupfer/ Kobalt Nanopillarstrukturen

Diplomarbeit

vorgelegt von

Malte Scherff

aus

Göttingen

angefertigt am
IV. Physikalischen Institut
der Georg-August-Universität
zu Göttingen

Mai 2008

Referent: Prof. Dr. Markus Münzenberg
Korreferent: Prof. Dr. Reiner Kirchheim

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie	5
2.1	Ferromagnetismus	5
2.1.1	Spin-Flip-Prozess	7
2.2	Effektives Feld im Ferromagneten	8
2.2.1	Zeemanenergie	8
2.2.2	Formanisotropie (Streu- bzw. Entmagnetisierungsfeld)	8
2.2.3	Kristallanisotropie	11
2.3	Ladungs- und Spintransport	12
2.3.1	Transportmodelle	12
2.3.2	Diffuser Ladungstransport (Semiklassisch)	13
2.3.3	Spinstromdefinition	14
2.3.4	Spinstrom im Ferromagneten (2-Current-Modell)	14
2.3.5	Spinstrom im nicht-magnetischen Metall	16
2.4	Bildung der Spinakkumulation durch Grenzflächen	16
2.4.1	Grenzfläche NM/FM	16
2.4.2	Drehimpulstransfer	19
2.4.3	Einzelne ferromagnetische Schicht	19
2.5	Spinstrom durch zwei ferromagnetische Schichten	20
2.6	Giant-Magneto-Resistance-Effekt (GMR)	22
2.6.1	GMR-Experimente	24
2.6.2	CIP-GMR	26
2.7	Spintorquettransfer (STT)	27
2.7.1	Vereinfachte Darstellung des Drehimpulstransfers	27
2.7.2	Wirksames Drehmoment des STT-Effekts	29
2.7.3	Dynamik der lokalen Magnetisierung unter Einfluss des STT-Effekts	30
2.7.4	Kritische Ströme	32

2.8	Experiment	33
2.9	Auswirkung inhomogener Magnetisierung auf GMR und STT . .	34
2.10	Normaler Magnetowiderstand (OMR) und Anisotroper Magnetowiderstand	36
3	Experimentelle Grundlagen	39
3.1	Probenaufbau und Präparationsverfahren	39
3.2	Messaufbau und Messverfahren	43
3.2.1	Messverfahren	43
3.2.2	Messaufbau	44
3.2.3	Probenhalter	46
3.2.4	Messablauf	47
3.3	Geräte für Probenpräparation und Probencharakterisierung . . .	48
3.3.1	Rasterelektronenmikroskop (REM)	48
3.3.2	Elektronenstrahlolithographie	49
3.3.3	Bedampfungsanlagen für die Schichtdeposition	50
3.3.4	Atomic Force Microscope (AFM)	52
3.3.5	Profilometer (DekTak)	53
4	Experiment Teil I: Charakterisierung der Proben und der Probenpräparation	55
4.1	Grenzflächenrauigkeit und Kristallstruktur des Bottomkontakts	56
4.1.1	Titan (Variation der Aufdampftrate)	56
4.1.2	Gold (Variation von Schichtdicke und Aufdampftrate) . . .	57
4.1.3	Kupfer und Kobalt	59
4.2	PMMA-Schicht	60
4.3	Lithographieschritt (Positiv-Resist)	60
4.3.1	Variation der Belichtungsdosis	63
4.3.2	Überdosierung	64
4.3.3	Variation der Bottom-Schichtdicke	65
4.3.4	Variation der Beschleunigungsspannung	67
4.3.5	Variation der Aperturgröße	68
4.3.6	Variation der Vergrößerung (Writefieldvariation)	70
4.3.7	Variation des Pillarabstands (Proximityeffekt)	71
4.3.8	Variation des Arbeitsabstandes (REM)	71
4.3.9	Diskussion der Dosisgenauigkeit	73
4.4	Schichtstapel und Deckschicht	73
4.4.1	Blasenbildung unter dem Schichtstapel bei der UHV- und HV-Deposition	74
4.4.2	Dicke des Kupfer-Top-Kontakts und zusätzliche Titan- und Goldschicht	77
4.5	Negativ-Resist-Verfahren	77
4.5.1	Probenpräparation	78
4.5.2	Notwendige Lackschichtdicken	78
4.5.3	Variation der Belichtungsdosis	79
4.5.4	Variation des Isolatormaterials	81
4.5.5	Fazit für Negativ-Resistverfahren	82

5	Experiment Teil II: Transportmessungen	83
5.1	Übersicht über die Messungen	83
5.1.1	Messparameter und Darstellung der Messergebnisse	84
5.1.2	Umfang und statistische Reproduzierbarkeit der Messreihen	85
5.2	Messergebnisse für Pillar A	87
5.2.1	Probenbeschreibung	87
5.2.2	Einzelner Currentsweep	87
5.2.3	Currentsweeps bei verschiedenen Magnetfeldstärken	89
5.2.4	Fieldsweeps bei verschiedenen konstanten Strömen	91
5.3	Diskussion der Messergebnisse für Pillar A	93
5.3.1	Modell einheitlicher Schichtmagnetisierungen (STT, Dipolkopplung und OMR)	93
5.4	Vortex-Oersted-Modell	97
5.4.1	Auswirkung der Vortexzustände auf den Magnetowiderstand	97
5.4.2	Auswirkung von magnetischen Feldern und elektrischem Gleichstrom auf Vortexzustände	98
5.4.3	Symmetrieverhalten bei Vortexnukleation durch Oerstedfelder	101
5.4.4	Symmetriebruch durch inhomogene Stromdichten: Vortex-Oersted-Modell	101
5.5	Diskussion der Messergebnisse für Pillar A (Teil II)	103
5.5.1	Vortex-Oersted-Modell	103
5.5.2	Einfachlagenbetrachtung	106
5.6	Messergebnisse für Pillar B	107
5.6.1	Probenbeschreibung	107
5.6.2	Einzelner Currentsweep	107
5.6.3	Vergleich der Currentsweeps an frischer und belasteter Probe	108
5.6.4	Currentsweeps bei verschiedenen Magnetfeldstärken	110
5.6.5	Currentsweeps bei verschiedenen Temperaturen und Feldausrichtungen	113
5.6.6	Magnetfeldsweeps bei festen Strömen	115
5.7	Diskussion der Messergebnisse für Pillar B	117
5.7.1	Modell einheitlicher Schichtmagnetisierungen	118
5.7.2	Diskussion der Peakstruktur	118
5.8	Nichtmagnetische Effekte	119
5.8.1	Probenalterung	119
5.8.2	Kontaktinvarianz	122
5.9	Probenstromberechnung	123
6	Zusammenfassung und Ausblick	125
6.1	Zusammenfassung	125
6.2	Ausblick	126
7	Anhang	129

Inhaltsverzeichnis

Literaturverzeichnis	135
Danksagung	143

KAPITEL 1

Einleitung

Das Thema dieser Diplomarbeit ist die Untersuchung magnetischer Anregungen und Schaltvorgänge in einem Ferromagneten. Die Magnetisierungsorientierung eines Ferromagneten kann durch einen elektrischen Strom beeinflusst werden. Hat dieser eine gerichtete Spinorientierungsverteilung ('Spinstrom'), so ist eine Beeinflussung bis zu einer vollständigen Orientierungsumkehr (Schalten) auch ohne die Erzeugung eines Magnetfelds möglich. Eine Anwendung ergibt sich in der Informationstechnologie:

Fortschritte bei der Entwicklung von leistungsfähigeren Computersystemen gehen einher mit einer weiteren Miniaturisierung der Systemkomponenten. Eine Erhöhung der Informationsdichte bei magnetischen Datenspeichern wie Festplatten oder MRAMs (Magnetic Random-Access-Memory) stößt hierbei zunehmend an technische Grenzen. Informationen werden in solchen Systemen in nanometerskaligen Ferromagneten durch unterschiedliche Orientierung der Magnetisierungen gespeichert. Das 'Auslesen' der vorliegenden Magnetisierungsorientierung ('Daten') erfolgt durch eine Widerstandsmessung: Fließt ein elektrischer Strom durch einen Ferromagneten, so wird er dort durch die vorliegende Magnetisierung spinpolarisiert. Diese Polarisierung bleibt auch über einige Nanometer außerhalb des Ferromagneten erhalten und kann mit dem Strom durch einen zweiten Ferromagneten geleitet werden. Hat dieser zweite Ferromagnet eine andere Magnetisierungsorientierung als die des ersten, so ist der Gesamtwiderstand der beiden Ferromagneten höher, als wenn sie in gleicher Richtung magnetisiert wären. Ein zweiter Ferromagnet mit bekannter (z.B. unveränderlicher) Magnetisierungsorientierung nahe an dem 'zu lesenden' Speichermagneten (getrennt z.B. durch ein nicht-magnetisches Metall) erlaubt durch den Gesamtwiderstand des Systems einen einfachen Rückschluss auf die Orientierung des auszulesenden Magneten. Durch die Ausnutzung dieses 1986 von

P. Grünberg bzw. A. Fert [1, 2] entdeckten sogenannten GMR-Effekts ist eine deutliche Miniaturisierung z.B. bei Festplattenleseköpfen ermöglicht worden.

Die Änderung der Magnetisierungsorientierung erfolgt hingegen bisher durch die Magnetfelder (Oerstedfelder) stromdurchflossener Leiter (bzw. Spulen). Diese zum 'Schreiben' der Daten notwendigen, aber langreichweitigen Felder begrenzen die minimal möglichen Abstände zwischen den Speicherelementen.

Basierend auf derselben Spinpolarisation, die auch für die Betrachtung des GMR-Effektes verwendet wird, sagten 1996 Slonczewski und Berger [3, 4] auch eine Beeinflussung der lokalen Magnetisierung durch den polarisierten Strom voraus. Diese Beeinflussung beruht auf einem Drehimpulsübertrag (engl.: spin torque transfer - **STT**) zwischen dem spinpolarisierten Leitungselektronensystem und der lokalen Magnetisierung, der auch zu einer Magnetisierungsumorientierung führen kann. Die für ein solches 'Schalten' notwendigen Stromdichten im Bereich $> 10^7 \text{ A/cm}^2$ erfordern fast zwangsläufig eine Miniaturisierung der Bauelemente. Nur in Leitern mit Radien r kleiner als 100nm lassen sich solche Stromdichten mit praktikablen Strömen im mA -Bereich und ohne größere Probleme mit joulescher Wärme realisieren. Ein weiterer Vorteil der verkleinerten Strukturen ist die Stärkung des STT-Effektes gegenüber dem unerwünschten Oerstedfeld des Stromes, da das Feld zu $1/r$, der STT-Effekt jedoch zu $1/r^2$ proportional ist. Da der STT-Effekt ohne langreichweitige Felder verwendet werden kann, erlaubt er eine deutliche Verringerung des minimalen Abstands zwischen den magnetischen Speicherelementen.

Die reproduzierbare Herstellung von Strukturen mit Dimensionen von $< 100\text{nm}$ stellt jedoch noch immer eine Herausforderung dar. Es gelang daher zunächst mit einfachen Punktkontakten auf Stapeln von ferromagnetischen und nichtferromagnetischen Metallschichten den STT-Effekt experimentell nachzuweisen [5, 6]. Kurz darauf konnte der Effekt auch an magnetischen Schichtstapel innerhalb von 'Säulen' (engl. Pillars, siehe Abbildung 1.1(a)) mit Durchmessern von etwa 100nm gezeigt werden [7]. Da der Strom in diesen Pillars immer senkrecht zu den Schichten fließt und die magnetischen Bereiche klarer definiert sind, erlaubt ein solcher Aufbau eine bessere Untersuchung der Effektes. Auch stellt ein solcher Pillar (im einfachsten Fall mit nur zwei ferromagnetischen Schichten) bereits das Grundelement eines zukünftigen Datenspeichers dar.

Mit kleinen Messströmen kann mit dem GMR-Effekt der magnetische Zustand gemessen werden (Daten 'lesen'); mit hohen Schaltströmen durch den STT-Effekt kann der magnetische Zustand verändert werden (Daten 'schreiben').

Große Netzwerke aus vielen Pillars, wie z.B. in Abbildung 1.1(b), bilden somit Datenspeicher hoher Informationsdichte. Neben den experimentellen Problemen, die eine umfangreiche kommerzielle Nutzung bisher verhinderten, ist auch ein allgemein gültiges theoretisches Beschreibungsmodell bisher noch nicht eindeutig festgelegt. Aber schon allein die zahlreichen Anwendungsmöglichkeiten¹ des Effektes lassen ihn dennoch als sehr vielversprechenden Bestandteil zukünftiger technischer Entwicklung erscheinen.

¹z.B. neuartige Speicherungsverfahren wie Racetrack-memory, bei dem der STT-Effekt für die Manipulation von magnetischen Domänen verantwortlich ist.

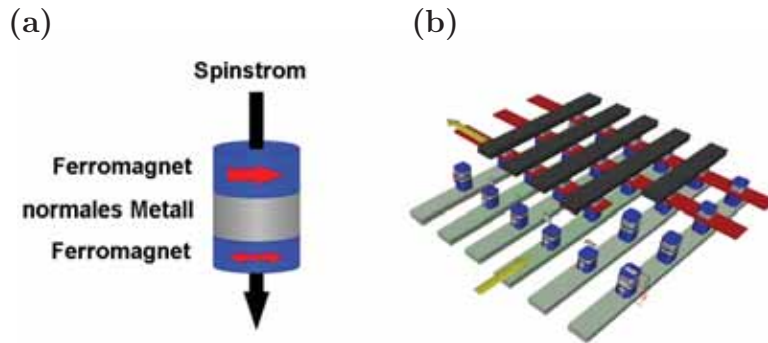


Abbildung 1.1: (a) Skizze einer einzelnen Säule ('Pillar'), die durch Umkehr der Schichtmagnetisierung einer ferromagnetischen Schicht zwei unterschiedliche Zustände (gespeicherter bit) besitzt. Der Unterschied ist über den elektrischen Gesamtwiderstand der Säule messbar. (b) Ein Gitter aus Pillars für die Datenspeicherung. Die einzelnen Pillars können durch zusätzliche Steuerleitungen jeweils einzeln geschaltet und gelesen werden. [8]

In dieser Arbeit sollen die Grundlagen des STT-Effekts anhand einer Pillarstruktur wie in Abbildung 1.1(a) mit zwei Kobaltschichten und einer dünnen Kupferschicht als Trennschicht untersucht werden. Dafür wird ein neuartiges Probenpräparationsverfahren und ein Widerstandsmessaufbau eingesetzt, die im Rahmen der Dissertation von Anne Parge [9] entwickelt wurde.

Das Herstellungsverfahren unterscheidet sich von den sonst für diese Messstrukturen üblichen Verfahren² durch seine Einfachheit. Die sonst durch optische Lithographie aufgetragenen Kontaktierungen werden durch einfache Bedampfungsmasken erzeugt. Daher wird das hier angewandte Verfahren als 'One-Step-Prozess'³ bezeichnet. Neben der Zeitersparnis verringert sich damit die Anzahl möglicher Problemfaktoren, da weniger Prozessschritte notwendig sind und nach dem Aufbringen des magnetischen Schichtstapels keine weitere Behandlung der Probe (z.B. Sputtern, weitere Lithographieschritte) notwendig ist. Der Messaufbau ermöglicht durch Vier-Punkt-Widerstandsmessungen mit einer Rauschunterdrückung durch Lock-In-Verstärker eine Widerstandsbeobachtung mit einer Auflösung von weniger als $0,5 \text{ m}\Omega$ [9]. Mit dieser Genauigkeit kann der GMR-Effekt verwendet werden, um die spinstromabhängige Magnetisierungsdynamik in einem nanoskaligen Ferromagneten indirekt zu verfolgen.

Diese Arbeit hat daher zwei primären Ziele:

- Charakterisierung und Weiterentwicklung des neuartigen Präparationsverfahrens zur Verbesserung der Reproduzierbarkeit
- Messung und Interpretation von magnetischen Anregungen und Schaltvorgängen durch Widerstandsmessungen (Transportmessungen)

Dazu wird in Kapitel 2 zunächst eine kurze Einführung in Ferromagnetismus,

²z.B.: Ausschneiden der Pillars aus magnetischen Schichtstapeln durch Sputtern [7, 10], naschemisches Ätzen der Pillarlöcher in einen Isolator [11]

³weitere Details: siehe [12]

GMR- und STT-Effekt gegeben. Präparationsverfahren und Probenaufbau werden anschließend in Kapitel 3 beschrieben. Kapitel 4 zeigt ausführlich die Ergebnisse der Charakterisierung des Präparationsverfahrens und der Probe selber. Hierbei werden neben Rauigkeitsmessungen zur Bewertung des Schichtwachstums hauptsächlich Ergebnisse zum Elektronenstrahlithographieverfahren gezeigt, da es den wichtigsten Teil der Probenpräparation bildet. Ergebnisse der Transportmessungen und deren Vergleich mit den theoretischen Modellen werden schließlich in Kapitel 5 dargestellt.

KAPITEL 2

Theorie

Zunächst werden hier die Grundlagen des spinstromgetriebenen Schaltens in dem untersuchten Schichtsystem vorgestellt. Hierzu zählt hauptsächlich der Ferromagnetismus der verwendeten Kobaltschichten, Spin- bzw. Ladungstransport sowie der Giant-Magneto-Resistance-Effekt (GMR) bzw. der Spintorque transfer (STT).

2.1 Ferromagnetismus

Ferromagnetisch sind Materialien, die auch ohne äußeres magnetisches Feld ein magnetisches Moment durch eine Vorzugsausrichtung ihrer Elektronenspins (bzw. deren Bahnmomente) aufweisen. In isolierten Atomen basieren magnetische Momente auf der Coulombabstoßung der Hüllenelektronen. Zwei parallele Elektronenspins liefern in der zur Beschreibung verwendeten Wellenfunktion einen symmetrischen Spinanteil. Das Pauli-Prinzip fordert eine antisymmetrische Gesamtwellenfunktion und damit eine antisymmetrische Ortswellenfunktion. Dieser Forderung entspricht eine Verteilung der Elektronen mit gleich gerichtetem Spin auf verschiedene Orbitale. Die dabei erhaltene Coulombenergieabsenkung durch die verstärkte räumliche Trennung der Elektronen wird als Austauschwechselwirkung bezeichnet. Als Folge der Austauschwechselwirkung ergibt sich die 1. Hund'sche Regel, die ein Auffüllen der Hüllennorbitale mit möglichst großem Gesamtspin fordert. Nur vollständig gefüllte bzw. leere Schalen haben daher einen Gesamtspin von Null. Diese Schalen besitzen ebenfalls kein Gesamtbahnmoment. Die Summe aus Bahn- und Spinmoment bildet für fast alle freien Atome mit nur teilweise gefüllten Schalen ein magnetisches Moment. Ausgenommen sind Atome mit Schalenbesetzungen, deren Gesamtspin- und Gesamtbahnmoment sich gegenseitig aufheben.

Elektronensystem im Festkörper Um die hohen magnetischen Momente im Festkörper erklären zu können, muss zunächst die elektrische Beschaffenheit des Festkörperelektronensystems betrachtet werden. Die diskreten Energieniveaus der atomaren Hüllenelektronen werden während des 'Zusammenfügens' von separaten Atomen zu einem Festkörper durch Überlappungen mit Nachbaratomen leicht abgesenkt und mit sinkendem Abstand a zu so genannten Bändern aufgespalten. Die möglichen besetzbaren Energiezustände innerhalb eines Bandes werden durch die Dispersionsrelation $E(\vec{k})$ festgelegt, wobei die Quantenzahl \vec{k} der Wellenvektor der Kristallelektronen ist. Aufgrund der Periodizität des Kristallgitters fordert das Blochsche Theorem auch eine Periodizität in $E(\vec{k})$. An der Skizze der Dispersionsrelation in Abbildung 2.1(b) wird daher deutlich, dass es hinreichend ist, $E(\vec{k})$ nur bis $k = \pi/a$ anzugeben. Um der Vektoreigenschaft von \vec{k} gerecht zu werden, werden je nach Kristalltyp verschiedene Symmetrierichtungen (im k -Raum) dargestellt. Die experimentell ermittelte Bandstruktur von Kobalt ist in Abbildung 2.2(a) dargestellt. Die Energie der höchsten besetzten Zustände ist die Fermienergie E_F . Durch die hohe Anzahl N der Kristallelektronen ist die Dispersionsrelation quasi kontinuierlich.

Auch im Festkörper können Elektronen ihre Coulombwechselwirkung durch gemeinsame Spinausrichtung reduzieren. In den hier betrachteten 3d-Übergangsmetallen tragen praktisch nur die delokalisierten Elektronen zum Ferromagnetismus bei. Zwischen den Elektronenspins \vec{s} der Elektronen i und j besteht die Austauschenergie E_{ij}^{exh} .

$$E_{ij}^{exh} = -J_{ij}^{ex} \vec{s}_i \vec{s}_j \quad (2.1)$$

Der sehr kurzreichweitige Kopplungsparameter¹ J_{ij}^{ex} beschreibt den Energiegewinn bei paralleler Spinausrichtung und ist in ferromagnetischen Stoffen positiv. Elektronenspins werden zur Energieminimierung parallele Ausrichtung anstreben. Da sie aber wegen des Pauli-Prinzips keine Zustände in den Bändern doppelt besetzten können, müssen energetisch höhere Plätze belegt werden. Dies führt zu einem Anwachsen von E_F und damit der Gesamtenergie des Elektronensystems. Ob der Energiegewinn durch die Austauschwechselwirkung und die damit verbundene ferromagnetische Ordnung überwiegt, wird anhand des Stonerkriteriums [14] ermittelt.

$$I \cdot \tilde{D}(E_F) > 1 \quad (2.2)$$

Hierbei ist $\tilde{D}(E_F)$ die Zustandsdichte (pro Atom und Spinsorte) an der Fermienergie und I das Austauschintegral. Wie aus Abbildung 2.2(c) ersichtlich, ist

¹ $J_{ij}^{ex} = 1/2(E_{singulet} - E_{triplet})$ Der Singulet- (Triplet-) Zustand eines Zweielektronensystems besitzt hierbei die symmetrische (antisymmetrische) Spinwellenfunktion.

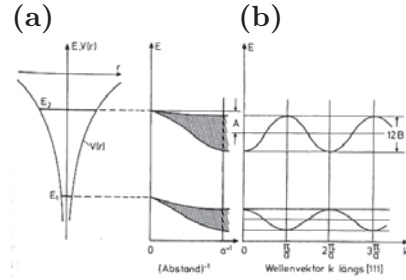


Abbildung 2.1: (a) Schematische Bandaufspaltung des atomaren Systems durch Annäherung. (b) Energiedispersion in Abhängigkeit von \vec{k} bei festem $1/a$, aus [13]

dies bei Raumtemperatur für Eisen (Fe), Kobalt (Co) und Nickel (Ni) erfüllt. Bei diesen Metallen sind die stark lokalisierten 3d-Bandelektronen (starke Lokalisierung liefert flache Bänder und damit eine hohe Zustandsdichte) für die hohe Effizienz der Austauschwechselwirkung verantwortlich. Durch die spinabhängige Energieabsenkung tritt in den Bandstrukturen eine Aufspaltung in Subbänder mit unterschiedlicher Spinorientierung auf, die sonst nur in Anwesenheit eines äußeren magnetischen Feldes geschieht. Eine Bandabsenkung im Bereich der Fermienergie führt zu einer spinabhängigen Anzahl der besetzbaren Zustände. Die bevorzugte Spinausrichtung wird als Majoritätsspin (\uparrow) bezeichnet. Die geschwächte, antiparallele Ausrichtung wird vom Minoritätsspin (\downarrow) gebildet. Das Ungleichgewicht in der Spinverteilung liefert ein starkes magnetisches Moment und ist damit Ursache des Ferromagnetismus.

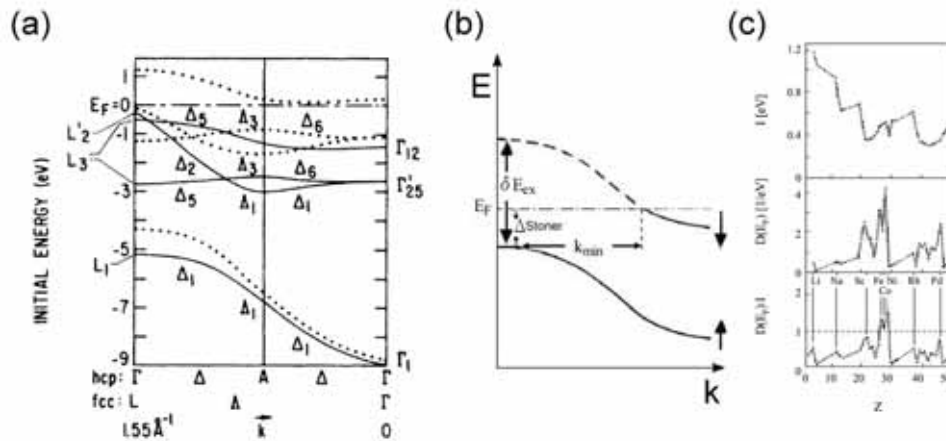


Abbildung 2.2:

(a) Empirische, spinabhängige Bandstruktur von Co. Majoritätsbänder: durchgezogene Linie, Minoritätsbänder: gepunktete Linien, aus [15]

(b) Skizze einer Bandstruktur für die Darstellung des Spin-Flip-Prozesses [13]

(c) Austauschintegral I_{aus} , Zustandsdichte bei der Fermienergie $D(E_F)$ und resultierendes Stonerkriterium (gestrichelte Linie). [13]

2.1.1 Spin-Flip-Prozess

Durch Anregung (z.B. thermisch) sind Elektronen in der Lage, zwischen den aufgespaltenen Bändern zu wechseln. Abbildung 2.2(b) zeigt eine Elektronenanregung, bei der ein Elektron von einem gefüllten Majoritätsband über die Fermienergie in einen leeren Zustand eines Minoritätsbandes angehoben wird. Hierfür muss die Energie ΔE_{Stoner} ('Stoner gap') aufgebracht werden. Gleichzeitig muss ebenfalls ein Drehimpuls übertragen werden. Ohne den Drehimpulsübertrag muss das Elektron die größere Austauschenergie E^{exch} für den Übergang aufbringen. Die mittlere Zeit bis zur Änderung der Spinorientierung durch ein Spin-Flip-Ereignis wird als τ_{sf} bezeichnet.

2.2 Effektives Feld im Ferromagneten

Neben der ferromagnetischen Ordnung (Austauschenergie) beeinflussen auch noch externe Felder, Kristallstruktur und Objektform die Magnetisierung. Der magnetische Fluss B innerhalb des Ferromagneten ist eine Überlagerung von einem effektiv wirksamen magnetischen Feld und der Magnetisierung.

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H}_{eff} + \mu_0 \vec{M} \quad (2.3)$$

Die im effektiven Feld wirksamen Beiträge sollen hier nur kurz für die vorliegenden Proben (kreisförmige Scheiben mit Radius im Bereich von $50nm$ und Dicken von $3 - 12nm$) dargestellt werden. Aus den Energien lassen sich nach $H = \delta E / \delta M$ die jeweiligen Feldbeiträge bestimmen. Diese werden schließlich zum effektiven Feld aufsummiert. Die Austauschenergie wurde hierbei bereits bei der Erklärung der spontanen Magnetisierung diskutiert.

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H}_{exch} + \vec{H}_{ext} + \vec{H}_{demag} + \vec{H}_{ani} \quad (2.4)$$

Dieses effektive Feld liefert damit auch die Ausrichtung der Magnetisierung bei minimaler Energie. Abweichungen von dieser Ausrichtung liefern ein Drehmoment $\vec{M} \times \vec{H}_{eff}$, welches zur Präzession von \vec{M} um \vec{H}_{eff} führt. Die dabei auftretende Dynamik wird von der Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung (LLG) [16] beschrieben [siehe hier Formel (2.36)].

2.2.1 Zeemanenergie

Wirkt auf eine magnetische Probe ein externes Magnetfeld \vec{H}_{ext} ein, so ist die parallele Ausrichtung der lokalen Magnetisierungen $\vec{M}(\vec{r})$ energetisch bevorzugt. Dies wird durch die Zeemanenergie ausgedrückt.

$$E_{zee} = -\mu_0 \int_{Probe} \vec{H}_{ext}(\vec{r}) \cdot \vec{M}(\vec{r}) dV \quad (2.5)$$

Die Ausrichtung erfolgt hierbei mit dem Feld bis zur Sättigungsfeldstärke H_s , bei der alle magnetischen Momente nach dem externen Feld ausgerichtet sind und die Sättigungsmagnetisierung M_s erreicht wurde. Da die ferromagnetische Austauschwechselwirkung eine spontane Magnetisierung stabilisiert, bleibt auch ohne externes Feld die so genannte remanente Magnetisierung M_R bestehen. Um diese zu kompensieren und damit $B = 0$ zu erhalten, muss die entgegengesetzte Koerzitivfeld H_C angelegt werden. Diese Verzögerung der Magnetisierung kann in Hysteresen der Magnetisierung bei einer kontinuierlichen Variation eines externen Magnetfelds anschaulich beobachtet werden.

2.2.2 Formanisotropie (Streu- bzw. Entmagnetisierungsfeld)

Denkt man sich einen Ferromagneten aus mikroskopischen magnetischen Dipolen gleicher Ausrichtung, so werden im Materialinneren die magnetischen Plus- und Minuspole jeweils durch ein Gegenstück kompensiert. An entgegengesetzten

Oberflächen in Magnetisierungsrichtung hingegen werden die Pole nicht mehr kompensiert. Dadurch bilden sich dort magnetische Oberflächenladungen. Diese erzeugen ein langreichendes Feld (Dipolfeld) zu ihren entgegengesetzten Ladungen sowohl außerhalb als auch innerhalb der Probe.

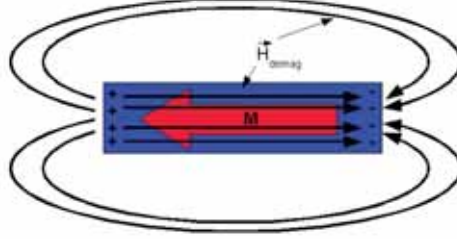


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung des Entmagnetisierungsfeldes \vec{H}_{demag} eines Dipols

Dieses Feld ist der Magnetisierung entgegengerichtet und wird daher als Entmagnetisierungsfeld H_{demag} (engl. demagnetisation) oder Streufeld bezeichnet. Ähnlich der Zeemanenergie ergibt sich die resultierende positive Energie

$$E_{demag} = -\frac{\mu_0}{2} \int_{Probe} \vec{H}_{demag}(\vec{r}) \cdot \vec{M}(\vec{r}) dV \quad (2.6)$$

Mathematisch lässt sich das probenformabhängige H_{demag} durch die Divergenz der Magnetisierung bestimmen.

$$\vec{H}_{demag} = \mu_0 \vec{M} - \vec{B} \quad (\text{div}(\vec{B})=0) \quad \text{div}(\vec{H}_{demag}) = \text{div}(\mu_0 \vec{M}) \quad (2.7)$$

Das notwendige Potential für $\vec{H}_{demag} = -\nabla \Phi_{Streufeld}$ aus magnetischen Oberflächen- und Volumenladungen ist für allgemeine Formen nur numerisch bestimmbar. Für ellipsoide Körper hingegen ermöglichen Symmetrien eine vereinfachte Darstellung [17]. Die Annäherung der gewünschten Form durch einen Ellipsoiden ergibt näherungsweise das gesuchte Entmagnetisierungsfeld.

$$\vec{H}_{demag} = -\mu_0 \mathbf{N} \vec{M} \quad (2.8)$$

Der Entmagnetisierungstensor \mathbf{N} hat hierbei nur auf seiner Diagonale Einträge ungleich Null und muss wegen $H_{demag}^{max} = -\mu_0 M$ dabei $N_x + N_y + N_z = 1$ erfüllen. Ein maximales Streufeld in nur eine Raumrichtung hat z.B. eine sehr dünne magnetische Schicht unendlicher Ausdehnung. Es gilt dort $N_x = N_y = 0$ und $N_z = 1$ ($\vec{e}_z \perp$ Schichtebene), da eine Magnetisierung in z-Richtung viele Oberflächenladungen erzeugt. Eine Magnetisierung in der Ebene hingegen liefert praktisch keine Oberflächenladungen - folglich kein Streufeld - und ist energetisch günstiger. Bevor ein externes Magnetfeld eine Filmmagnetisierung aus der Ebene herausdrehen kann, muss sie zunächst die resultierende Streufeldstärke kompensieren. Für einen dünnen, unendlich ausgedehnten Kobaltfilm beträgt diese $1,76T$ ($= \mu_0 M_S^{Co}$).

Streifeld einer Kreisscheibe Auch eine dünne Kreisscheibe kann durch einen Ellipsoiden angenähert werden. Durch die endlichen Ausdehnungen ergeben sich Abweichungen vom ausgedehnten Film und damit auch Beiträge für Magnetisierungen in der Ebene. Beim vorliegenden Verhältnis von Durchmesser zu Schichtdicke $p = t/D \approx 0,1$ folgt nach [18] der für eine homogen magnetisierte Kreisfläche senkrechte (engl. out-of-plane) Tensoranteil:

$$N_z \approx 1 - \left(\frac{2p}{\pi}\right) \left[\ln\left(\frac{4}{p}\right) - \frac{1}{2} \right] \quad p = t/D \quad (2.9)$$

Da die Kreissymmetrie in der $x - y$ -Ebene $N_x = N_y$ fordert, ergeben sich nach $N_x + N_y + N_z = 1$ die horizontalen ('in der Ebene': engl. in-plane) Tensoranteile.

$$N_x = N_y \approx \left(\frac{p}{\pi}\right) \left[\ln\left(\frac{4}{p}\right) - \frac{1}{2} \right] \quad (2.10)$$

In diesem Experiment belaufen sich bei Scheibendicken von 3 bzw. 12nm die Diagonalen auf (0,04/0,04/0,92) bzw. (0,11/0,11/0,78). Die Magnetisierung wird also auch bei den Kreisscheiben zur Streifeldvermeidung in der Scheibenebene liegen.

Domänen- und Vortexbildung Streifeldvermeidung kann durch eine zu den Grenzflächen parallele Magnetisierung erreicht werden. Es kommt hierbei allerdings entgegen der Austauschwechselwirkung zu unterschiedlichen Magnetisierungsrichtungen innerhalb des Ferromagneten. Anstelle kontinuierlicher Übergänge sind großflächige Bereiche (Domänen) einheitlicher Magnetisierung mit schmalen Grenzbereichen zwischen großwinkligen Richtungsunterschieden energetisch günstiger. Nur an den Domänenwänden wird die Austauschenergie verringert, so dass sich im Gleichgewicht zwischen diesem Verlust und dem Abbau von Streifeldenergie Domänen von Größen im μm -Bereich bilden. Diese Verringerung des Streifeldes ist allerdings nur bei makroskopischen (Dimension $> \mu m$) Proben möglich. Im Bereich einiger 100nm überwiegen die kurzreichweitigen, stärkeren Austauschwechselwirkungen das langreichweitige Streifeld. Domänenbildung wird energetisch ungünstig. Mikromagnetische Simulationen [19] und MFM-Experimente² mit direkter Abbildung der Magnetisierung [20] zeigen insbesondere für kreisförmige Scheiben einen energiearmen Wirbelzustand (Vortex). Die überall zum Rand parallele, wirbelförmige Magnetisierung hat nahezu keine Streifelder. Um die Austauschenergie in der Vortexmitte zu vermindern, ist dort die Magnetisierung aus der Ebene herausgedreht. Diese Ausrichtung erzeugt wiederum ein ungünstiges Streifeld, das mit abnehmender Probendicke zunimmt. Abbildung 2.4(b) zeigt, dass kleinere Radien dickere Scheiben für die Vortexbildung benötigen.

Die Wirkung von externen Feldern und/oder elektrischem Strom auf Vortexstrukturen bzw. deren Drehsinn (Helizität) und Kernausrichtung (Polarisation) soll genauer in Kapitel 5.4.2 betrachtet werden.

²magnetic force microscopy - Spezielle, magnetisch sensitive Form des AFM (AFM siehe Abschnitt 3.3.4)

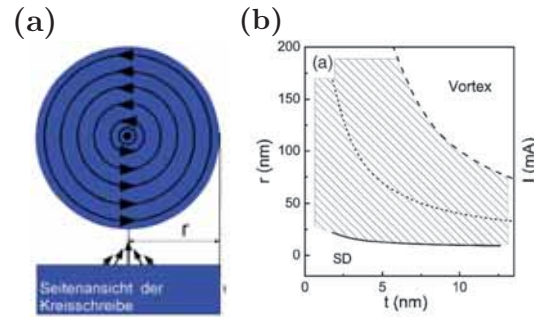


Abbildung 2.4: (a) Schema einer Vortexmagnetisierung in einer Kreisscheibe (b) Durchmesser- und Dickenabhängigkeit der Vortex bzw. einheitlichen (SD) Magnetisierung einer Kreisscheibe. Im schraffierten Bereich sind beide Zustände möglich. (Näherung aus Rigid Vortex Modell für Permalloy), aus [21]

Dipolkopplung Die in dieser Arbeit untersuchten zwei magnetischen Kreisscheiben sind durch eine etwa 8nm dicke nichtmagnetische Kupferschicht getrennt. Das Streufeld dieser Scheiben kann dennoch eine schwache Wechselwirkung (Dipolkopplung) zwischen den Schichten bewirken. Das Vorzeichen der resultierenden Kopplung hängt hierbei wesentlich von der relativen Magnetisierung der beiden Schichten ab, wie in Abbildung 2.5 dargestellt ist. Magnetisierungen in den Scheibenebenen liefern positive Kopplungen für eine antiparallele Magnetisierung. Die Kopplung bei Magnetisierungen mit einer Orientierung senkrecht zur Ebene ist deutlich größer und stärkt parallele Ausrichtung.

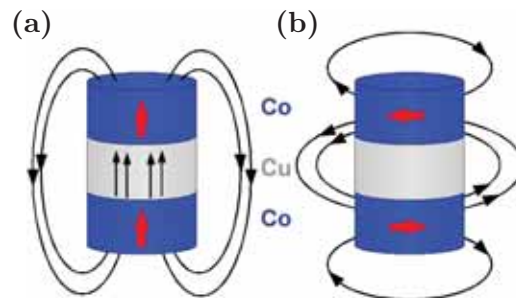


Abbildung 2.5: Schema der bevorzugten Dipolkopplung zweier Kreisscheiben für Magnetisierungen (a) senkrecht zur Ebene bzw. (b) in der Ebene

2.2.3 Kristallanisotropie

Durch die Spin-Bahn-Kopplung steht die Spinanordnung in Beziehung mit dem Elektronenorbit und damit der Bindungsgeometrie in einem Festkörperkristall. Durch die festen Orbitalausrichtungen ist eine Spinausrichtung und damit eine Magnetisierung in anisotropen Kristallen richtungsabhängig. Die Richtungsabhängigkeit wird durch die Kristallanisotropieenergie mit den materialspezifischen Parametern K_i in Abhängigkeit zu den Symmetrieachsen des Kristalls angegeben. Für das hier verwendete uniaxiale (hcp)-Kobalt genügt eine Be-

trachtung der dominierenden Näherung erster Ordnung.

$$E_{ani}(\vec{M}) = K_1 \sin^2 \theta \quad (2.11)$$

Der Winkel Θ liegt hierbei zwischen der Magnetisierung \vec{M} und der c -Achse des Gitters (Achse höchster Symmetrie). Für Kobalt gilt $K_1 = 5,2 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$. Die vorliegenden Kobaltschichten sind stark polykristallin [9]. Eine einheitliche Orientierung der einzelnen Körner kann dennoch Kristallanisotropie bewirken. Auch können Verspannungen im Kristall zusätzliche Anisotropien bewirken.

2.3 Ladungs- und Spintransport

Zunächst soll erläutert werden, warum diffuser Ladungstransport ein für das System geeignetes Modell ist. Dann soll dieses mit der Erweiterung des Spintransports für das nicht-magnetische Metall (NM) und den Ferromagneten (FM) dargestellt werden.

2.3.1 Transportmodelle

Für die Betrachtung des Ladungstransports vertikal durch den vorliegenden nanodimensionalen Schichtstapel können verschiedene Beschreibungsmodelle verwendet werden.

Quantenmechanische Betrachtung Bei der quantenmechanischen Betrachtung muss das elektrische System durch Wellenfunktionen beschrieben werden, die teilweise durch Grenzflächenreflexionen mit einfallenden Wellen interferieren bzw. stehende Wellen ausbilden. Dadurch müssen Wechselwirkungen zwischen den verschiedenen Bereichen des Systems beachtet werden (z.B. Zwischenschichtaustauschwechselwirkung). Diese komplexe Beschreibung ist allerdings im vorliegenden System nicht nötig: Im Co und Cu nehmen Elektronen von nahezu der gesamten Fermioberfläche am Ladungstransport teil, wodurch viele verschiedene Wellenvektoren \vec{k} beteiligt sind. Dadurch werden kohärente Elektronenwellen auf den Längenskalen der Schichtdicken $\geq 3\text{nm}$ unterdrückt. Außerdem benötigen lateral kohärente Reflexionen klar definierte Grenzflächen auf mindestens eine Monolage genau. Dies ist im vorliegenden Stapelaufbau nicht der Fall (siehe Rauheitsmessungen in Kap. 4.1).

Ballistischer Transport Dieses Modell kann angenommen werden, falls die mittlere freie Weglänge λ_{MFP} (engl. mean free path: *MFP*) deutlich größer als die vorliegende Schichtdicke ist. Dann können die Elektronen im Mittel innerhalb der betrachteten Schicht als stoßfreie, ballistische Teilchen angesehen werden. Grenzflächenwiderstände bzw. die in der Grenzregion zu erwartende deutlich höhere Störstellendichte wird in diesem Fall den Transport durch Streueffekte beeinflussen. Für die hier verwendeten Materialien wäre dies für den idealen Kristall erfüllt ($\lambda_{MFP}^{Cu} = 19,2\text{nm}$, $\lambda_{MFP}^{Co} = 5,2\text{nm}$ [22]). Allerdings

dürfte dieser ideale Kristall hier nicht vorliegen, da die relativ kleine vertikale Ausdehnung der Schichten von wenigen nm eine deutliche Störung der idealen Periodizität ist. Auch Verspannungen, Versetzungen und Störstellen der Gitter beim Aufwachsen durch unterschiedliche Atomradien und Fremdatome, insbesondere in der Nähe der Grenzflächen, sorgen für zusätzliche Streueignisse und damit für eine deutliche Verringerung von λ_{MFP} . Aus TEM-Aufnahmen einer Probenlamelle [9] kann zusätzlich auf polykristallines Wachstum (der Cu-Schicht) geschlossen werden. Einen Hinweis auf höhere Streudichten liefert Oezylmaz [8], der nach Anlassen ähnlicher Proben deutliche Verbesserungen in den widerstandsabhängigen Messphänomenen beobachtete. Dies deutet auf ein Ausheilen bzw. eine Erholung von einer hohen Störstellendichte im Urzustand, wie er bei den hier betrachteten Systemen vorliegt.

Diffuser Transport Ist die mittlere Anzahl der Streueignisse eines Elektrons groß ($\lambda_{MFP} < t_{Schicht}$), so können diese über die gesamte Schicht gemittelt werden. Dies erlaubt eine Beschreibung des Systems durch lokale Besetzungsdichten, die sich mit der Boltzmann-Transportgleichung entwickeln. Dieses Verfahren soll im nächsten Abschnitt mit der Erweiterung durch den Spin für FM und NM gezeigt werden.

Alternativen Die Wahl des diffusen Transports ist insbesondere bei kleinen Schichtdicken nicht allgemein richtig. Stiles und Miltat geben in [23] eine Übersicht auch über Konzepte, die z.B. ballistischen und diffusen Transport vereinen oder die Möglichkeit auch lateraler Effekte wie Spinwellen in der ferromagnetischen Schicht beachten.

2.3.2 Diffuser Ladungstransport (Semiklassisch)

Um den diffusen Ladungstransport mittels Gleichgewicht aus treibender Kraft und Streuungsereignissen zu beschreiben, kann die Boltzmann-Transportgleichung verwendet werden. Die Vorgehensweise kann in Standardliteratur der Festkörperphysik (z.B. [13, 24]) nachvollzogen werden. Hier nur eine Skizzierung:

Zur Beschreibung des elektronischen Systems dient die lokale Besetzungsdichte $f(E(\vec{k}))$ der elektrischen Zustände, unter der Annahme, dass sie nicht nur lokal gültig ist. Daher bietet sich dies für das vorliegende makroskopische System mit nicht zu stark variierenden Parametern (in den Schichten) an. Im thermischen Gleichgewicht ohne starke elektrische Felder (schwach gegen atomare Felder, hier wegen $U_{max} = 10V$ gegeben) ist die Besetzung der Elektronen durch die Fermifunktion gegeben:

$$f_0(E(\vec{k})) = \frac{1}{e^{\frac{E_k - E_F}{k_B T}} + 1} \quad (2.12)$$

Für Störungen von f_0 , z.B. durch ein externes, elektrisches Feld, wird die Boltzmann-Transportgleichung verwendet. Diese kann für den Ladungstransport durch Linearisierung stark vereinfacht werden, da durch das Pauli-Prinzip

nur Elektronen in der Nähe von E_F unbesetzte Zustände finden und am Transport teilnehmen.

$$f(\vec{k}) \approx f_0(\vec{k}) + g(\vec{k}_F) \cdot f'_0(\vec{k}) \quad (2.13)$$

Zusammen mit der Relaxationszeitnäherung kann die Teilchenstromdichte \vec{j}_n durch Aufsummierung aller besetzten Zustände $f(\vec{k})$ bestimmt werden.

$$\vec{j}_n = \sum_k f(\vec{k}) \cdot \vec{v}(\vec{k}) = \dots = \frac{\sigma}{e} \vec{E} - D \nabla \delta n \quad (2.14)$$

Hierbei ist σ die Leitfähigkeit und $\nabla \delta n$ der Gradient einer Elektronendichteabweichung ($\delta n = n - n_0$) vom Gleichgewichtszustand.³

2.3.3 Spinstromdefinition

Bei der Betrachtung eines Spinstromes ist neben der Driftrichtung $\vec{v} = (v_x, v_y, v_z)$ auch die Spinorientierung $\vec{s}_0 = (s_x, s_y, s_z)$ der Elektronen relevant. Diese beiden vektoriellen Informationen können durch ein Tensorprodukt in einem Spinstromtensor \mathbf{Q} in Form einer 3×3 Matrix gebündelt werden. Die Herleitung wird hier analog zu [25] geführt, wobei entgegen der dortigen Definition der Tensor \mathbf{Q} bereits das magnetische Moment des Spins als zusätzlichen Vorfaktor (in Klammern) enthalten soll. Für ein einzelnes Elektron mit dem Spin $\vec{S} = \hbar/2 \cdot \vec{s}_0$ ergibt sich damit:

$$\mathbf{Q}_{\text{einzel}} = \left(-\frac{g_e \mu_B}{\hbar} \right) \vec{S} \otimes \vec{v} = -\frac{g_e \mu_B}{2} \begin{pmatrix} s_x v_x & s_x v_y & s_x v_z \\ s_y v_x & s_y v_y & s_y v_z \\ s_z v_x & s_z v_y & s_z v_z \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

Um das mittlere \mathbf{Q} an einer bestimmten Stelle \vec{r} zu bestimmen, muss dort über alle besetzten Zustände mit ihren jeweiligen Spins summiert werden. Bei einer Betrachtung eines eindimensionalen Systems kann hingegen mit der Polarisation P und $g_e \approx 2$ die Definition

$$\mathbf{Q} = -\mu_B P \vec{s}_0 \otimes \vec{j}_n \quad P = \frac{n_\uparrow - n_\downarrow}{n_\uparrow + n_\downarrow} \quad (2.16)$$

verwendet werden. n_\uparrow (n_\downarrow) ist hierbei die Dichte der Elektronenspins parallel (antiparallel) zum Einheitsvektor \vec{s}_0 der betrachteten Spinrichtung.

2.3.4 Spinstrom im Ferromagneten (2-Current-Modell)

Die Leitfähigkeit σ und der Diffusionskoeffizient D aus (2.14) hängen im Allgemeinen von den jeweiligen Zustandsdichten, den effektiven Geschwindigkeiten der einzelnen Zustände und den Streuwahrscheinlichkeiten ab. Diese Parameter sind bei den ferromagnetischen Materialien spinabhängig und liefern daher für verschiedene Spinorientierungen unterschiedliche Teilchenströme. Beim Ferromagneten reicht es die Major- und Minoritätsspinausrichtung zu betrachten.

³Die Leitfähigkeit ρ und die Diffusionskonstante D sollen hier als richtungsunabhängig betrachtet werden, weshalb anstelle der eigentlich zu verwendenden Tensoren zwei Konstanten stehen.

2-Current-Modell Elektronenstreuungen können (wegen zu überwindender E_{exch}) im Ferromagneten als spinerhaltend angesehen werden. Ist die mittlere freie Weglänge nun deutlich kleiner als die Strecke λ_{sdl} (engl. spin diffusion length), die ein Elektron innerhalb der Spin-Flip-Zeit τ_{sf} zurücklegt, so sollten Elektronen ihren Spin im Mittel erhalten können. Für Kobalt ist dies wegen $\lambda_{sdl}^{Co} = 60nm$ [26] $>$ $\lambda_{MFP}^{Co} = 5,2nm$ [22] der Fall.

Basierend auf einer Arbeit von Mott [27] schlugen daher Fert und Campbell ein Modell zur Aufteilung des Stromes innerhalb eines Ferromagneten in zwei parallel geschaltete 'Spinstromkanäle' mit spinabhängigen, getrennten Strömen vor [28].

$$\vec{j}_{\uparrow(\downarrow)} = \frac{\sigma_{\uparrow(\downarrow)}}{e} \vec{E}_{loc} - D_{\uparrow(\downarrow)} \nabla \delta n_{\uparrow(\downarrow)} \quad (2.17)$$

Da es sich um Teilchenströme handelt, stellen sie nun gleichzeitig auch die jeweiligen Spinströme dar. Ihre Summe ist der Gesamtteilchenstrom, die Differenz gibt den effektiven (Netto-) Spinstrom an. Die Quantisierungsachse wird hierbei von der lokalen Magnetisierung \vec{M} gebildet.

$$\mathbf{Q} = \mu_B \vec{e}_{\vec{M}} \otimes (\vec{j}_{\uparrow} - \vec{j}_{\downarrow}) \quad (2.18)$$

Da die Magnetisierung antiparallel zur Spinrichtung und damit $\vec{e}_{\vec{M}} = -\vec{s}_0$ ist, entfällt das negative Vorzeichen. Zur Vereinfachung soll nun ein System betrachtet werden, das durch eine Komponente des Spinstromtensors beschrieben werden kann. Die Komponente Q_{xz} des Tensors aus Gleichung (2.18) beschreibt die Spinausrichtung in x -Richtung (Quantisierung durch Magnetisierung in x -Richtung) mit einem Strom \vec{j} (und Feld \vec{E}_{loc}) in z -Richtung.

$$Q_{xz} = \mu_B (j_{\uparrow} - j_{\downarrow}) = \mu_B (\sigma_{\uparrow} - \sigma_{\downarrow}) E_{loc} - \mu_B D_{\uparrow} \partial_z \delta n_{\uparrow x} + \mu_B D_{\downarrow} \partial_z \delta n_{\downarrow x} \quad (2.19)$$

$$j_n = (j_{\uparrow} + j_{\downarrow}) = (\sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow}) E_{loc} - D_{\uparrow} \partial_z \delta n_{\uparrow x} - D_{\downarrow} \partial_z \delta n_{\downarrow x} \quad (2.20)$$

Das lokale Feld E_{loc} stellt sich im Gleichgewicht so ein, dass es zu keiner Elektronenakkumulation δn_x im Schichtsystem kommt.

$$\delta n_x = \delta n_{\uparrow x} + \delta n_{\downarrow x} = 0 \longrightarrow \delta n_{\uparrow x} = -\delta n_{\downarrow x} \quad (2.21)$$

Die Abweichung der Spinverteilungsdichte vom Gleichgewichtszustand $(\delta n_{\uparrow x} - \delta n_{\downarrow x}) \cdot \hbar/2$ wird als Spinakkumulation bezeichnet. Durch Multiplikation mit $g_e \mu_B / \hbar$ ergibt sich das magnetische Moment δm_x dieser Spinakkumulation. Im Folgenden wird dieses δm_x selbst als Spinakkumulation bezeichnet (analog zu [8]).

$$\delta m_x = \mu_B (\delta n_{\uparrow x} - \delta n_{\downarrow x}) = \mu_B \cdot 2\delta n_{\uparrow x} \quad (2.22)$$

Mit (2.19) bis (2.22) kann nun der Spinstrom Q_{xz} in Abhängigkeit vom absoluten (Ladungs-)Strom $j = j_n \cdot e$ dargestellt werden.

$$Q_{xz} = \frac{\mu_b}{e} P_{\sigma} j_z - D_{\uparrow \downarrow} \partial_z \delta m_x \quad (2.23)$$

Hierbei ist P_σ die Gleichgewichtspolarisation aus den spinabhängigen Leitfähigkeiten im Volumen (engl. bulk) des FM und $D_{\uparrow\downarrow}$ der gewichtete Diffusionskoeffizient:

$$P_\sigma = \frac{\sigma_\uparrow - \sigma_\downarrow}{\sigma_\uparrow + \sigma_\downarrow} \quad D_{\uparrow\downarrow} = \frac{\sigma_\downarrow D_\uparrow + \sigma_\uparrow D_\downarrow}{\sigma_\uparrow + \sigma_\downarrow} \quad (2.24)$$

Aus (2.23) erkennt man, dass der Spinstrom im Ferromagneten sowohl durch den Gradienten einer Spinakkumulation (Abweichung vom Gleichgewicht), als auch dem normalen Strom (1. Term) erzeugt wird, da dieser bereits im Gleichgewicht durch $(n_\uparrow - n_\downarrow) \neq 0$ spinaufgetrennt ist.

Kobalt Beim hier verwendeten Kobalt zeigt die Zustandsdichte (Abb. 2.6) ein nahezu gefülltes Majoritäts- d- Band und ein nur halb gefülltes Minoritäts-d-Band. Wegen ihrer deutlich weniger starken Lokalisierung (geringe effektive Masse) tragen allerdings anstelle der d-Elektronen hauptsächlich die s-Elektronen zum Transport bei. Diese sind eben wegen der starken Delokalisierung selbst kaum spinaufgespalten. Allerdings finden an Störstellen gestreute Minoritäts-s-Elektronen wegen des halb gefüllten Minoritäts-d-Bandes dort viele freie Zustände. Dies verringert beim Kobalt die Leitfähigkeit der Minoritätsspinelektronen gegenüber der Leitfähigkeit der Majoritätsspinelektronen ($\sigma_\uparrow > \sigma_\downarrow$). Im Folgenden soll daher für den FM immer ein dominierender Spintransport durch die Majoritätsspinelektronen angenommen werden.

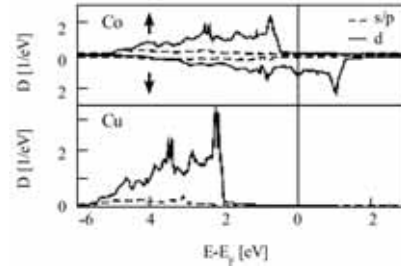


Abbildung 2.6: Spinabhängige s- bzw. d-Zustandsdichten von Co, Cu [13]

2.3.5 Spinstrom im nicht-magnetischen Metall

Im nichtmagnetischen Metall entfällt durch Ermangelung der Austauschwechselwirkung die Aufspaltung der Elektronen nach Spinrichtung. Da dort im Allgemeinen $\sigma_\uparrow = \sigma_\downarrow$ gilt und damit $P_\sigma = 0$ folgt, ergibt sich für den Spinstrom Q im NM:

$$Q_{xz} = -D\partial_z\delta m_x \quad (2.25)$$

Der Spinstrom ist im NM also nur durch den Gradienten einer Spinakkumulation gegeben.

2.4 Bildung der Spinakkumulation durch Grenzflächen

2.4.1 Grenzfläche NM/FM

Fließt nun ein Elektronenstrom aus einem NM in einen FM, so wird im NM zunächst kein Spinstrom zu finden sein. Im FM trifft dieser Strom allerdings auf

die modellhaft getrennten Spinkanäle mit ihren unterschiedlichen Widerständen R_{\uparrow} und R_{\downarrow} mit dem lokalen B -Feld des FM als Quantisierungsachse. Wird der einfallende Spinstrom bezüglich der Major- bzw. Minoritätselektronen des FM dargestellt, lassen sich die unterschiedlichen Reflexions- bzw. Transmissionskoeffizienten der Wellenfunktionsanteile anhand der unterschiedlichen Widerstände spinabhängig darstellen. Es kann gezeigt werden [25], dass transmittierte Elektronen parallel zur Quantisierungsachse (Magnetisierungsorientierung) präzidieren, reflektierte Elektronen antiparallel dazu. Da die Spins verschiedener Elektronen nicht phasengleich sind, verschwinden bei einer Mittelung über viele Elektronen die nicht zur FM-Magnetisierung kollinearen Spinanteile. Außerdem nimmt die Amplitude der Präzessionen mit zunehmender Eindringtiefe in den FM bzw. NM ab. Diese Dämpfung wird mit der Gilbert-Dämpfung phänomenologisch beschrieben. In einem vereinfachten Modell von Waintal et al. [29] kann daher angenommen werden, dass sowohl ein reflektierter als auch ein transmittierter Elektronenstrom keine zur Quantisierungsachse senkrechten Anteile besitzt. Ein senkrechter Anteil wird absorbiert. Diese Absorption muss aber im Falle eines unpolarisierten einfallenden Stromes nicht weiter beachtet werden, da sich jeweils gegenüberliegende senkrechte Drehimpulsanteile aufheben. Der Gesamtdrehimpuls eines unpolarisierten Elektronenstromes ($\sum = 0$) bleibt in der Grenzfläche erhalten. Eine übersichtliche Betrachtung wird in Kapitel 2.7.1 im Abschnitt 'Beliebige Magnetisierungsorientierung' erfolgen.

Spinakkumulation Der reflektierte Anteil des Spinstromes liefert im Bereich der Grenzfläche eine Spinakkumulation aus Minoritätsspins ($\delta m_{0,x} < 0$), die sowohl in den NM als auch den FM diffundieren. Mit dieser Randbedingung kann die Spinakkumulation $n_{\uparrow(\downarrow)}$ und damit auch die Spinstromgleichung (2.23 bzw. 2.25) bestimmt werden. Hierfür werden die Spinstromgleichungen in die Kontinuitätsgleichung der magnetischen Momente $m_x = m_{0,x} + \delta m_x$ des Leitungselektronensystems eingesetzt. Die Kontinuitätsgleichung erhält man aus der modifizierten Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung (mit Vernachlässigung von externem magnetischen Feld und Gilbert-Dämpfung).

$$\partial_z Q_{xz} + \frac{\partial m_x}{\partial t} = -\frac{\delta m_x}{\tau_{sf}} \quad (2.26)$$

Der rechte Term beschreibt den Abbau einer Spinakkumulation im Nicht-Gleichgewicht durch Spin-Flip-Ereignisse. Als charakteristische Relaxionszeit wird die Spin-Flip-Zeit τ_{sf} (mittlere Streuzzeit für nicht-spinerhaltende Ereignisse) verwendet. Da im statischen Gleichgewicht die $\frac{\partial m}{\partial t}$ Terme verschwinden, ergibt sich unter Annahme von $\partial_z m_{0,x} = 0$ (homogene Polarisierung im FM) für die Spinakkumulation sowohl im FM als auch im NM:

$$\partial_z^2 \delta \vec{m}_x = \frac{\delta \vec{m}_x}{\tau_{sf} D} \quad (2.27)$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung ist ein exponentieller Abfall der Spinakkumulation mit den jeweils im FM und NM typischen Parametern (Diffusions-

konstanten) D bzw. $D_{\uparrow\downarrow}$.

$$\delta m_x(z) = \delta m_{0,x} e^{-\frac{z}{\lambda_{sdl}}} \quad (2.28)$$

Wobei $\lambda_{sdl} = \sqrt{D \cdot \tau_{sf}}$ die charakteristische Länge für die Relaxion einer Spinakkumulation ist. Die Spinakkumulation wird also durch Spin-Flip-Streuung exponentiell mit Entfernung von der Grenzschicht abnehmen. Durch die Austauschwechselwirkung im FM wird es dort schneller zum Erreichen der Volumenspinpolarisierung kommen. In einem infinitesimal kleinen Bereich der Grenzfläche kann angenommen werden, dass ein unpolarisierter Spinstrom aus dem NM gleichmäßig in reflektierte Minoritätselektronen und transmittierte Majoritätselektronen aufgeteilt wird. Die reflektierten Elektronen liefern wegen ihrer Richtung den selben Spinstrom Q_{xz} wie die transmittierten. Mit einer Vernachlässigung von zusätzlichen Spin-Flip-Streuungen in der Grenzfläche, kann die Stetigkeit von Q_{xz} an der Grenzfläche zwischen NM und FM angenommen werden. Es gilt daher für eine Grenzfläche bei $z = 0$:

$$\begin{aligned} Q_{xz}^{NM}(0) &= Q_{xz}^{FM}(0) \\ -D\partial_z\delta m_x^{NM} &= \frac{\mu_B}{e}P_\sigma j_z - D_{\uparrow\downarrow}\partial_z\delta m_x^{FM}. \end{aligned} \quad (2.29)$$

Einsetzen von (2.28) in (2.29) mit den Parametern für NM und FM liefert den Spinstrom bzw. die Spinakkumulation für die Umgebung einer Grenzfläche von FM und NM. Als Randbedingungen werden hierbei für die Spinstrompolarisierung $P(z \rightarrow -\infty) = 0$ im NM und $P(z \rightarrow +\infty) = P_\sigma$ im FM verwendet. Für die Spinakkumulation δm_x und den Spinstrom Q_{xz} ergeben sich damit die Randbedingungen für $z \rightarrow \pm\infty$:

$$\begin{aligned} NM : \quad \delta m_x &\rightarrow 0 & Q_{xz} &\rightarrow 0 \\ FM : \quad \delta m_x &\rightarrow 0 & Q_{xz} &\rightarrow \pm Q_\sigma \end{aligned} \quad (2.30)$$

Spinabhängige Grenzflächenwiderstände $R_{\uparrow(\downarrow)}^\Gamma$ sorgen zusätzlich als Randbedingungen bei der Berechnung für eine leichte Unstetigkeit der Spinakkumulation in der Grenzfläche.

Stromfluss NM \rightarrow FM (Abb. 2.7(a)) Da der negative Diffusionsstrom der Minoritätselektronen im NM einem positiven Strom von Majoritätselektronen äquivalent ist, ergibt sich bereits ein positiver Spinstrom im NM vor der Grenzfläche. Durch den positiven Diffusionsstrom der Minoritätselektronen im FM hingegen wird der Spinstrom im FM zunächst geschwächt, sodass erst in einiger Entfernung von der Grenzfläche der durch die Volumenpolarisierung P_σ maximale Spinstrom Q_σ erreicht wird. Da im NM keine Austauschwechselwirkung die Spinakkumulation δm_x unterdrückt, ist die mittlere Reichweite λ_{sdl}^{NM} der Akkumulation δm_x im NM größer als im FM. Es gilt hier: $\lambda_{sdl}^{Cu} \approx 350nm$ [30] $> \lambda_{sdl}^{Co} \approx 60nm$ [26]

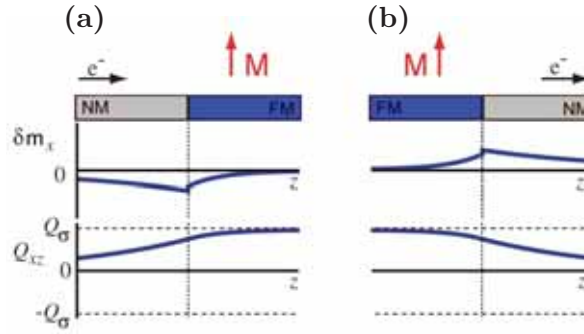


Abbildung 2.7: Spinakkumulation (Abweichung vom Gleichgewicht) und resultierender Spinstrom mit Flussrichtung (a) $NM \rightarrow FM$ und (b) $FM \rightarrow NM$. Q_σ ist der maximale Spinstrom, gegeben durch die Volumenpolarisierung P_σ , aus [23]

Stromfluss $FM \rightarrow NM$ (Abb. 2.7(b)) Kommt der Strom hingegen vom FM, so liefern die transmittierten Majoritätsspinelektronen einen positiven Spinstrom mit Majoritätselektronen im NM. Ein FM kann also über den Längenbereich von λ_{sdl}^{NM} im NM eine Spinpolarisierung aufrecht erhalten.

2.4.2 Drehimpulstransfer

Die Änderung von $Q_{xy}(z)$ wird bei Voraussetzung einer konstanten Ladungsstromdichte j_z nur durch eine Änderung des magnetischen Moments $m_x(z)$ des Spinstromes aufgebracht. Für die Änderung von m_x wird Drehimpulstransfer benötigt. In allen Bereichen $\partial_z Q_{xz} \neq 0$ wird Drehimpuls durch Spin-Flip-Streuung zwischen dem jeweiligen Kristallgitter und dem Elektronensystem ausgetauscht. Beim Elektronenfluss $NM \rightarrow FM$ wird also Drehimpuls hauptsächlich im NM aufgenommen und dann im FM nach Erreichen der Volumenpolarisierung unverändert in Stromrichtung transportiert. Beim Verlassen des FM ($FM \rightarrow NM$) wird Drehimpuls aus Richtung des FM in den NM transportiert und durch Spin-Flip-Streuung wieder an das Kristallgitter abgegeben.

2.4.3 Einzelne ferromagnetische Schicht

Verbindet man nun die beiden oberen Grenzsituationen, so erhält man den Einfluss einer einzelnen FM-Schicht auf den Spinstrom. Wird die FM-Schichtdicke d klein im Verhältnis zu λ_{sdl}^{FM} , so werden sich die Spinakkumulationen im FM gegenseitig auslöschen. Der Spinstrom Q_{xz} wird dennoch im FM nicht den maximal möglichen Volumenbetrag Q_σ erreichen, da die Spinakkumulationen an den Grenzflächen noch genug entgegengesetzten Diffusionsspinstrom erzeugen.

Die einzelne FM-Schicht wird einen räumlich begrenzten Diffusionsspinstrom von Majoritätselektronen in positiver z -Richtung und einen aus Minoritätselektronen in negativer z -Richtung erzeugen. Insgesamt transportiert Q_{xz} nach der Betrachtung in Kapitel 2.4.2 Drehimpuls vom linken NM durch den FM in den rechten NM.

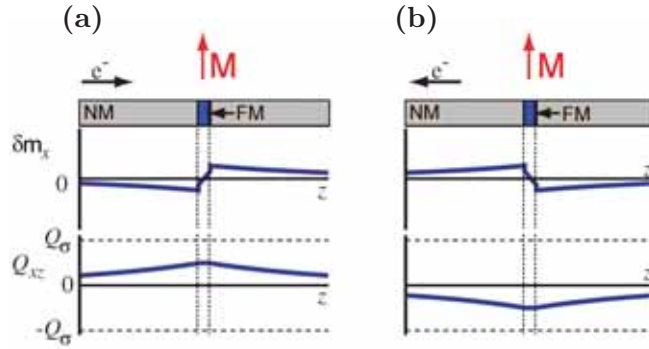


Abbildung 2.8: Spinakkumulation (Abweichung vom Gleichgewicht) und resultierender Spinstrom durch eine einzelne FM Schicht in einem NM mit Strom (a) in Richtung $+z$ bzw. (b) in Richtung $-z$. Eine Umkehr der Stromrichtung liefert einen negativen Spinstrom Q_{xz} , aus [23]

2.5 Spinstrom durch zwei ferromagnetische Schichten

Trennt man zwei FM-Schichten (FM1 und FM2) durch eine NM-Schicht (Abstandserzeugende Schicht, engl. Spacer) dünner als λ_{sdl}^{NM} , so werden die FM-Schichten von den Diffusionsspinströmen der jeweils anderen Schicht beeinflusst. Ob es zu Überlagerungen bzw. Auslöschungen kommt, hängt von den Magnetisierungen \vec{M}_1 bzw. \vec{M}_2 der jeweiligen Schichten und der daraus resultierenden Spinstropolarisierungen ab. Hier soll daher zunächst die Wirkung eines beliebig orientierten Diffusionsstromes, der z.B. aus FM1 stammt, auf die Grenzfläche NM_{Spacer} -FM2 betrachtet werden. Dieser Strom wird in der Grenzfläche eine neue Anfangsspinakkumulation $\delta \vec{m}_0$ ($\parallel \vec{M}_2$) erzeugen, die wiederum den Spinstrom im FM2 beeinflusst. Anstelle der Tensorkomponente Q_{xz} für FM (2.23) und NM (2.25) muss nun der jeweilige Tensor betrachtet werden.

$$\mathbf{Q} = \frac{\mu_b}{e} P_\sigma \vec{s}_0 \otimes \vec{j} - D_{\uparrow\downarrow} \nabla \delta \vec{m} \quad (2.31)$$

$$\mathbf{Q}^{NM} = -D \nabla \delta \vec{m} \quad (2.32)$$

Der Term $\nabla \delta \vec{m}$ bildet die Jacobi-Matrix des Vektorfeldes der Spinakkumulation $\delta \vec{m}$. Dieser Tensor wird in (2.31) zum Tensor des Produktes $\vec{s}_0 \otimes \vec{j}$ addiert.

Kopplung des Spinstromes mit der lokalen Magnetisierung Durch den einfallenden Diffusionsstrom beliebiger Orientierung wird ein zur lokalen Magnetisierung \vec{M}_2 senkrechter Drehimpulsanteil in den FM2 gebracht. Nach den Erläuterungen bei der Betrachtung der Spinakkumulation an Grenzflächen (Kapitel 2.4.1) wird dieser Anteil im Grenzflächenbereich des FM2 absorbiert. Es wird eine zusätzliche Kopplung zwischen dem eingebrachten magnetischen Moment \vec{m} und der lokalen Magnetisierung \vec{M}_2 von FM2 benötigt. Hierzu wird der Kopplungsoperator

$$\hat{H}_{kopplung} = -J_{ex} \hat{m} \cdot \hat{M}_2 \quad (2.33)$$

in den Gesamthamiltonoperator eingesetzt. J_{ex} ist dabei der durch die Austauschwechselwirkung gegebene Kopplungsparameter. Durch Vertauschung ergibt sich nun in der Kontinuitätsgleichung von \vec{m} ein Kopplungsterm.

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = -\nabla \cdot \mathbf{Q} - \frac{J_{ex}}{\hbar} \vec{m} \times \vec{M}_2 - \frac{2\vec{m}}{\tau_{sf}} \quad (2.34)$$

Der Term $\nabla \cdot \mathbf{Q}$ steht hierbei für einen Vektor mit drei Komponenten.

$$\nabla \cdot \mathbf{Q} \equiv \begin{pmatrix} \partial_x Q_{xx} + \partial_y Q_{xy} + \partial_z Q_{xz} \\ \partial_x Q_{yx} + \partial_y Q_{yy} + \partial_z Q_{yz} \\ \partial_x Q_{zx} + \partial_y Q_{zy} + \partial_z Q_{zz} \end{pmatrix} \quad (2.35)$$

Die durch die Kopplung übertragene Energie muss ihrerseits (3. Newtonsches Gesetz, *actio* \equiv *reactio*) auch in der Zeitentwicklung der lokalen Magnetisierung \vec{M}_2 auftauchen. Sie kann als zusätzliche Magnetisierung zum effektiven Feld in die Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung eingebracht werden.

$$\frac{\partial \vec{M}_2}{\partial t} = -\gamma_0 \vec{M}_2 \times (\vec{H}_{eff} + J_{ex} \vec{m}) + \frac{\alpha_G}{M_s} \left(\vec{M}_2 \times \frac{\partial \vec{M}_2}{\partial t} \right) \quad (2.36)$$

Der das gyromagnetische Verhältnis γ_0 enthaltende Term ist hierbei für die Präzession der Magnetisierung um das effektive Feld verantwortlich. Der letzte Term beschreibt die Gilbert-Dämpfung (Parameter α_G), die zu einer Abschwächung der Präzession führt. Nähere Details siehe [16].

Lösung des gekoppelten Systems Um die Veränderung der lokalen Magnetisierung durch den eingebrachten Spinstrom berechnen zu können, müssen die gekoppelten Gleichungen durch Näherungen vereinfacht werden. Hierfür bietet sich eine Betrachtung der Zeitskalen an. Die induzierte Magnetisierung \vec{m} verändert sich im Bereich von τ_{sf} bzw. \hbar/J_{ex} auf einer Pikosekenskala ($\tau_{sf}^{Co} \approx 2ps$ [30]), die lokale Magnetisierung \vec{M}_2 hingegen im Nanosekundenbereich [31]. Daher kann bei der Betrachtung einer Kopplung von \vec{M}_2 und \vec{m} der bereits erreichte statische Gleichgewichtsfall von \vec{m} mit $\partial \vec{m} / \partial t \approx 0$ gewählt werden. Damit ergibt sich aus (2.34) eine neue Kontinuitätsgleichung für \vec{m}

$$0 = -\nabla \cdot \mathbf{Q} - \frac{J_{ex}}{\hbar} \vec{m} \times \vec{M}_2 - \frac{2\vec{m}}{\tau_{sf}} \quad (2.37)$$

Das Kreuzprodukt im Kopplungsterm der Kontinuitätsgleichung (2.37) motiviert nun, die induzierte Magnetisierung in einen zur lokalen Magnetisierung kollinearen bzw. senkrechten Anteil (\vec{m}_{\parallel} bzw. \vec{m}_{\perp}) aufzuteilen. Einsetzen des Spinstromes \mathbf{Q} aus (2.31) liefert unter Annahme eines kontinuierlichen Ladungsstromes in z -Richtung ($\nabla j_z = 0$):

$$\frac{\partial^2 \vec{m}_{\parallel}}{\partial z^2} = \frac{\vec{m}_{\parallel}}{D_{\uparrow\downarrow} \tau_{sf}} \quad (2.38)$$

$$\frac{\partial^2 \vec{m}_{\perp}}{\partial z^2} = \frac{\vec{m}_{\perp}}{D_{\uparrow\downarrow} \tau_{sf}} + \frac{\vec{m}_{\perp} \times \vec{M}_2}{\frac{\hbar}{J_{ex}} D_{\uparrow\downarrow}} \quad (2.39)$$

Es zeigt sich, dass der kollineare Anteil der induzierten Magnetisierung in diesem Modell keine Kopplung mit der lokalen Magnetisierung besitzt. Es ergibt sich die bereits bei der Grenzflächenbetrachtung der Spinakkumulation verwendete Form der Kontinuitätsgleichung ohne Kopplung (2.27) für die kollinearen Anteile. Es ist auch nicht verwunderlich, dass die charakteristischen Länge für die Abnahme (mit Abstand von der NM-Grenzfläche) einer kollinearen Spinakkumulation ohne Kopplung deutlich größer ist, als bei m_{\perp} . So beträgt $\lambda_{sdl} = \sqrt{D\tau_{sf}}$ in Kobalt etwa $60nm$ (λ_{sdl} aus [26]), wohingegen die charakteristische Länge $\lambda_{J_{ex}} = \sqrt{\hbar D/J_{ex}}$ bei Co zwischen 1 und $3nm$ liegt [32]. Da die Volumenpolarisierung P_{σ} senkrecht zu M_2 Null beträgt, wird der gesamte einfallende Spinstrom $Q_{m_{\perp}M_2}^{FM}$ praktisch in der Grenzfläche absorbiert. $Q_{m_{\parallel}M_2}^{FM}$ hingegen wird wegen seiner Reichweite auch für den Ladungstransport relevant sein.

2.6 Giant-Magneto-Resistance-Effekt (GMR)

Zunächst sollen die beiden Fälle des Spinstromes mit zur Magnetisierung kollinear orientierter dargestellt werden: Parallele und antiparallele Ausrichtung der FM-Schichten. Die Gleichung (2.38) verhält sich wie die Differentialgleichung einer Spinakkumulation durch einen einfallenden Strom ohne Polarisierung an einer NM-FM-Grenzschicht. Die Lösung kann wie bei der Betrachtung einer einzelnen FM-Schicht aus den Lösungen der Grenzflächengleichungen (2.29) zusammengesetzt werden. Dabei müssen allerdings die kollinearen Amplituden der Spinströme der jeweils anderen FM-Schicht als Randbedingung anstelle der einfachen Randbedingungen (2.30) beachtet werden.

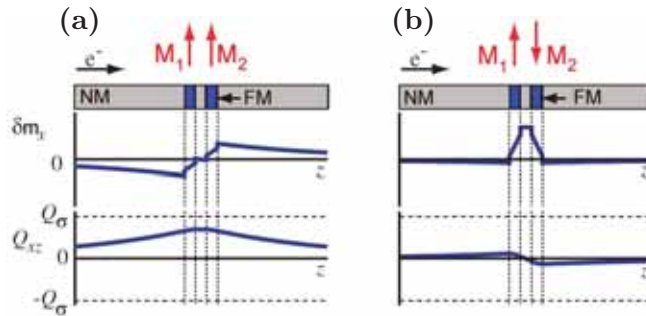


Abbildung 2.9: Spinakkumulation und Spinstrom durch einen FM/NM/FM-Schichtstapel. Dabei ist die Magnetisierung der FM (a) parallel bzw. (b) antiparallel, nach [23]

Parallele Magnetisierung (Abb. 2.9(a)) Spinstrom und Spinakkumulation einer Doppelschicht mit paralleler Magnetisierung erscheinen dem Verlauf einer Einzellege (Abb. 2.8) sehr ähnlich. Die von FM1 in den Spacer emittierten Majoritätselektronen liefern zusammen mit den an FM2 reflektierten Minoritätselektronen einen starken Spinstrom im Spacer. Daher ist über den ganzen

Stapel hinweg ein ausgeprägter Spinstrom gegeben.

Antiparallele Magnetisierung (Abb. 2.9(b)) Bei einer antiparallelen Verteilung hingegen bildet sich im Spacer eine große Majoritätsspinakkumulation⁴. Der Spinstrom ist im Vergleich zum parallelen Fall stark unterdrückt. Vor FM1 ist ein schwacher Majoritätsspinelektronenstrom zu finden, nach FM2 ein schwacher Minoritätsspinelektronenstrom⁵. Die durch FM1 in den Spacer geschickten Majoritätselektronen haben die gleiche Orientierung wie die von FM2 reflektierten Minoritätsspinelektronen. Wegen der entgegengesetzten Bewegungsrichtungen bei gleicher Spinausrichtung ergibt sich im Spacer kein Spinstrom. Die starken Gradienten der Spacerakkumulation in beiden FM unterdrücken durch entgegengesetzten Diffusionspinstrom auch dort den Spinstrom.

Ladungstransport und Widerstand Ein Ergebnis dieser relativwinkelabhängigen Spinstromverteilung ist ein ebenfalls relativwinkelabhängiger elektrischer Widerstand. Je mehr der Stromtransport im FM2 durch Majoritätselektronen stattfindet, desto geringer ist der Schichtwiderstand (siehe 2-Current-Modell in Kapitel 2.3.4). Abbildung 2.9(a) zeigt, dass dies bei paralleler Ausrichtung maximal erfüllt ist. Der Diffusionsstrom aus Majoritätselektronen der FM1-Schicht liefert in der FM2-Schicht einen maximalen Strom an Majoritätsspinelektronen, die wiederum laut 2-Current-Modell einen geringeren Widerstand R_P erfahren. Abbildung 2.9(b) zeigt das andere Extrem: Bei antiparalleler Ausrichtung ist der Diffusionsstrom aus FM1 in FM2 nun in Minoritätsspinausrichtung orientiert. Damit wird der Gesamtwiderstand R_{AP} deutlich größer. Als CPP-GMR-Effekt (engl. Current Perpendicular Plane) wird die Differenz dieser beiden Extremale bezeichnet:

$$GMR = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} \quad (2.40)$$

Anschaulich kann man sich ein Ersatzschaltbild (Abbildung 2.10) für die FM-Schichten durch Parallelschaltung von jeweils zwei spinabhängigen Widerständen vorstellen. Der Widerstand für Majoritätsspinelektronen ist dabei der kleinere.

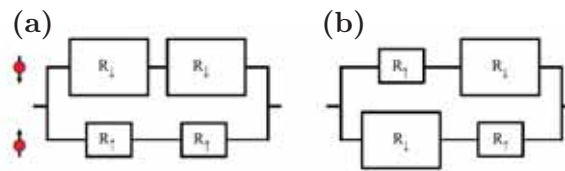


Abbildung 2.10: Ersatzschaltbild für das 2-Current-Modell des Doppelschichtstapels. (a) Die parallele Magnetisierung beider FMs ermöglicht einen Ladungstransport durch die Reihenschaltung zweier niederohmiger Majoritätsspinkanäle. (b) Die antiparallele Einstellung erlaubt keine Umgehung des größeren Minoritätsspinkanalwiderstands. [9]

⁴(relativ zu FM1)

⁵(relativ zu FM1)

Im antiparallelen Zustand sind jeweils die symbolischen Widerstände von Majoritäts- und Minoritätsspinkanälen in Reihe geschaltet. Sind hingegen die Schichten parallel orientiert, so sind jeweils zwei Majoritäts- bzw. Minoritätsspinkanalwiderstände in Reihe geschaltet. Durch die Parallelschaltung kann hier der Strom anschaulich durch den Majoritätskanal fließen, was einen geringeren Gesamtwiderstand als bei der antiparallelen Anordnung ergibt.⁶ In einer vereinfachten Betrachtung dieser Widerstandsaddition aus Abbildung 2.10 ergeben sich unter Vernachlässigung von Spinstreuungen an den Grenzflächen sowohl die Widerstände der einzelnen Zustände R_P bzw. R_{AP} als auch die Größe des GMR-Effekts. Aus Abb. 2.10(a) und (b) folgt:

$$\begin{aligned}\frac{1}{R_P} &= \frac{1}{R_{\uparrow} + R_{\uparrow}} + \frac{1}{R_{\downarrow} + R_{\downarrow}} \rightarrow R_P = 2 \frac{(R_{\uparrow} + R_{\downarrow})}{R_{\uparrow} \cdot R_{\downarrow}} \\ \frac{1}{R_{AP}} &= \frac{1}{R_{\uparrow} + R_{\downarrow}} + \frac{1}{R_{\uparrow} + R_{\downarrow}} \rightarrow R_{AP} = \frac{(R_{\uparrow} + R_{\downarrow})}{2}\end{aligned}$$

Diese beiden Widerstände können in die Definition des GMR-Effekts (2.40) eingesetzt werden:

$$GMR = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} = \frac{(R_{\downarrow} - R_{\uparrow})^2}{4 R_{\uparrow} \cdot R_{\downarrow}} \quad (2.41)$$

Nicht kollineare Ausrichtungen liefern jeweils Anteile an beiden Spinströmen, wodurch sich ein mittlerer Widerstand ergibt. Dadurch folgt eine Relativwinkelabhängigkeit des GMRs [33]:

$$r_{GMR}(\vartheta) = \frac{1 - \cos^2(\vartheta/2)}{1 + \chi \cos^2(\vartheta/2)} \quad (2.42)$$

Der Parameter χ beschreibt hierbei Eigenschaften des Systems. Ein Wert von $\chi = 0$ beschreibt ein perfekt symmetrisches System aus zwei gleichdicken FM-Schichten.

Durch den GMR-Effekt kann die relative Orientierung von magnetischen Schichten untersucht werden.

2.6.1 GMR-Experimente

Um den GMR-Effekt experimentell zu untersuchen, ist es notwendig die Magnetisierung der beteiligten Schichten unabhängig schalten zu können. So gibt es zwei grundlegende Möglichkeiten für GMR-Experimente:

⁶Die Volumenpolarisation P_{σ} in FM2 gibt die Strompolarisation im Gleichgewicht und damit die Verteilung auf die beiden Spinkanäle im idealen Kobalt an. Je näher die reale Spin-Strompolarisation P (bzw. Q_{xz}) an P_{σ} (bzw. Q_{σ}) herankommt, desto mehr Elektronen fließen im Majoritätskanal. P_{σ} stellt dabei die günstigste, erreichbare Verteilung mit dem daher minimalen Schichtwiderstand R_p dar.

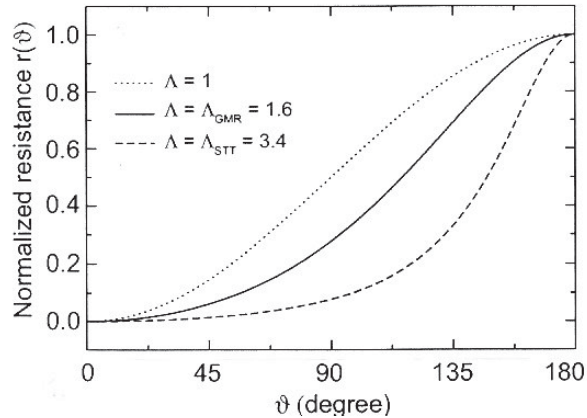


Abbildung 2.11: Auftragung des Gesamtwiderstandes $R_{GMR}(\vartheta)$ für verschiedene Systemparameter $\Lambda^2 = \chi + 1$ [34]

Zwischenschichtkopplung Der GMR-Effekt wurde ursprünglich zusammen mit der kurz zuvor gefundenen Zwischenschichtkopplung (beschrieben z.B. durch das Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida-Wechselwirkungsmodell, 'RKKY') in dünnen magnetischen Schichten gefunden. In Schichtstapeln mit dünnen NM-Zwischenschichten (maximal mehrere nm) sorgen diese Wechselwirkungen je nach Abstand für parallele bzw. antiparallele Ausrichtung benachbarter FM-Schichten. Ohne äußeres Feld wird also ein Schichtstapel aus antiparallel gekoppelten Schichten einen großen Widerstand besitzen. Durch Anlegen eines äußeren Feldes kann diese Kopplung kompensiert und ein Stapel aus parallel magnetisierten Schichten mit entsprechend kleinem Widerstand gebildet werden. (siehe Abbildung 2.12(a))

Koerzitivfeldvariation Eine Manipulation der relativen Schichtmagnetisierung ist auch durch die Verwendung von Schichten mit unterschiedlichen Koerzitivfeldern möglich. Bei einer kontinuierlichen Magnetfeldvariation werden die Schichten bei unterschiedlichen Feldstärken ummagnetisiert, so dass es Feldbereiche mit paralleler und antiparalleler Ausrichtung gibt. Im GMR-Verlauf eines 2-Schichtsystems (Abbildung 2.12(b)) kann man dies exemplarisch erkennen. Mit hinreichend starkem positiven externen Feld werden beide Schichten in Feldrichtung magnetisiert sein. Nach Verringern des externen Feldes zu negativen Werten wird zunächst die Schicht mit kleinem Koerzitivfeld ummagnetisiert. Bis auch die andere Magnetisierung in nun negative Feldrichtung zeigt, liegt ein Zustand antiparalleler Magnetisierung vor. Unterschiedliche Koerzitivfelder können z.B. durch verschiedene Schichtdicken und -dimensionen, aber auch durch antiferromagnetisch koppelnde Nachbarschichten ('pinning') realisiert werden.

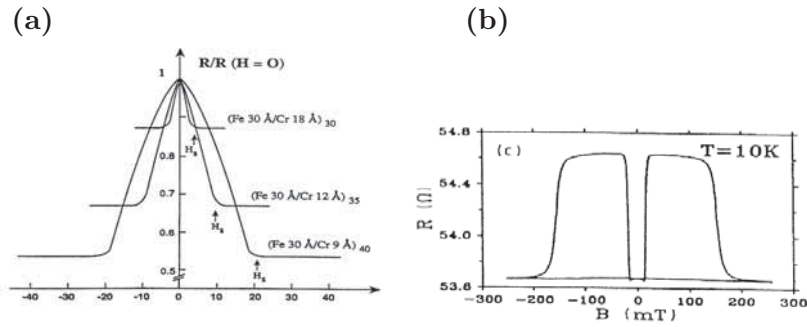


Abbildung 2.12: (a) GMR Messung an einem Multilayerschichtstapel aus Fe/Cr bei 4,2K. Erst nach Erreichen des Sättigungsfeldes H_s überkompensiert das externe Feld die Zwischenschichtkopplung und stellt den niederohmigen parallelen Magnetisierungszustand her. [2]

(b) GMR Messung an einem Co/Au/Co-Trilayer mit zwei unterschiedlichen Koerzitivfeldern. Bei $\pm H_{free}$ richtet sich die 'freie' Schicht mit dem externen Feld aus, die antiferromagnetisch fixierte hingegen erst bei $\pm H_{pinned}$ [35]

2.6.2 CIP-GMR

Verläuft der Stromtransport parallel zu den magnetischen Schichten (engl. Current In Plane: CIP), so kommt es zum CIP-GMR-Effekt. Hierbei liefert eine antiparallele Orientierung der magnetischen Schichten einen höheren Widerstand als bei der parallelen Magnetisierung. Bei paralleler Magnetisierung können Majoritätselektronen mit wenig Streuungsereignissen an den Grenzflächen durch den Spacer-NM in die jeweils andere FM-Schicht gelangen, da sie dort auch Majoritätsspinelekttronen sind. Minoritätsspinelekttronen werden hingegen jeweils an den Grenzflächen von NM nach FM gestreut. Der Minoritätselektronenkanal hat also einen deutlich höheren Widerstand. Durch Parallelschaltung dominiert auch hier der Ladungstransport durch den niederohmigen Majoritätsspinkanal. Bei der antiparallelen Ausrichtung sind jeweils die Majoritätsspinelekttronen der einen Schicht die Minoritätsspinelekttronen der anderen Schicht, wodurch sie an deren Grenzfläche stärker gestreut werden. Die Parallelschaltung dieser beiden gemischten Kanäle ergibt schließlich einen höheren Gesamtwiderstand, analog zur Situation beim CPP-GMR. Auch die vereinfachte Formel (2.41) ist für beide Geometrien gültig, wobei sich die Widerstände R_{\uparrow} und R_{\downarrow} je nach Geometrie unterscheiden [36]. Der CIP-GMR ist im allgemeinen kleiner als der CPP-GMR [37]. Dafür werden für Messungen nur Kontakte auf einem großflächigen Schichtstapel benötigt. Da CCP- und CPP-GMR in einem festen Verhältnis zueinander stehen, kann durch eine Kontrollmessung des CIP-Wertes der CPP-Wert abgeschätzt werden und umgekehrt. Typische Werte für $\pi = GMR_{CPP}/GMR_{CIP}$ betragen hierbei in Mehrfachlagen etwa 3 bis 6 (Co/Ag-Mehrfachlagen [38]).

2.7 Spintorquetransfer (STT)

Für den GMR-Effekt sind die zur lokalen Magnetisierung \vec{M} kollinearen Anteile der induzierten Magnetisierung \vec{m} betrachtet worden. Für den STT-Effekt sind dagegen die senkrechten Anteile \vec{m}_\perp - beschrieben durch (2.39) - verantwortlich. Im ersten Abschnitt wird die Orientierung des transferierten Drehimpulses durch eine vereinfachte Betrachtung der Änderung des Spinstromes \mathbf{Q} an einer Grenzfläche hergeleitet. Aus einem verbesserten Modell wird dann das tatsächlich wirksame, winkelabhängige Drehmoment des STT-Effekts angegeben. Anschließend folgt eine Herleitung der Dynamik der lokalen Magnetisierung \vec{M} durch die gekoppelte Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung. Hierzu wird die Betrachtung der Kopplung von \vec{M} (2.36) und \vec{m}_\perp (2.39) aus Kapitel (2.5) weitergeführt.

2.7.1 Vereinfachte Darstellung des Drehimpulstransfers

Sind die Magnetisierungen der beiden FM-Schichten nicht kollinear, so gibt es an den Grenzflächen einfallenden Spinstrom mit senkrechtem Spinanteil. Da dieser schon nach wenigen nm durch Wechselwirkung mit der lokalen Magnetisierung absorbiert wird, kann angenommen werden, dass $Q^{\perp\vec{M}}$ nahezu vollständig in der Grenzfläche absorbiert wird (siehe $\lambda_{J_{ex}} \approx 1nm$ in Kapitel 2.5).

Beispiel: Doppelschicht mit zueinander senkrechten Magnetisierungen Als Beispiel für eine Orientierung der Schichtmagnetisierungen mit $Q^{\vec{m}\perp\vec{M}} \neq 0$ wird ein Doppelschichtsystem betrachtet, bei dem FM1 in x -Richtung und FM2 in z -Richtung magnetisiert sind ($\vec{M}_1 = M_1\vec{e}_x, \vec{M}_2 = M_2\vec{e}_z$). Wegen der zusätzlich relevanten Ausrichtung des magnetischen Moments des Spinstromes in z -Richtung muss neben der Komponente Q_{xz} nun auch die Komponente Q_{zz} betrachtet werden. Da Q_{xz} in der NM_{Spacer} -FM2-Grenzfläche das zur lokalen Magnetisierung M_2 senkrechte magnetische Moment m_x besitzt, wird Q_{xz} dort völlig absorbiert. Das gleiche gilt für Q_{zz} an der FM1- NM_{Spacer} -Grenzfläche. Diese beiden Absorptionen ergeben neue Randbedingungen für die Berechnung der Verläufe von Q_{xz} bzw. Q_{zz} aus den Spinstrom-Differentialgleichungen (2.38). Die Lösungen sind in Abbildung 2.13 dargestellt.

Betrachtet man in diesem Beispiel die Änderung von $Q_{xz}(z)$ analog zu Kapitel 2.4.2, so zeigt sich, dass der Spinstrom rechts von FM1 Drehimpuls aufnimmt, ihn durch FM1 transportiert und dann in der Grenzfläche von FM2 durch starke Spin-Flip-Streuung deponiert (Absorption von $Q^{\vec{m}\perp\vec{M}_2}$). Der dabei transferierte Drehimpuls N_{STT} wirkt wie ein senkrechtes Drehmoment (engl. Torque), das bestrebt ist, die Magnetisierung \vec{M}_2 in Richtung der einfallenden Spinstromorientierung zu drehen. Dieser Drehimpulstransfer \vec{N}_{STT} und seine Richtung soll nun allgemeiner betrachtet werden:

Beliebige Magnetisierungsorientierung Es soll ein Spinstrom \mathbf{Q} durch ein Schichtsystem mit zwei beliebig orientierten Magnetisierungen \vec{M}_1 und \vec{M}_2 un-

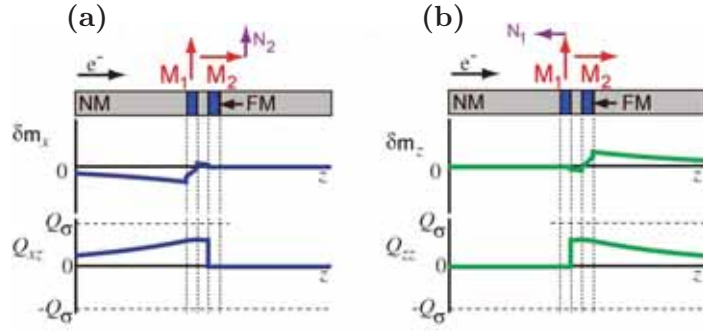


Abbildung 2.13: Spinakkumulation und Spinstrom durch einen FM/NM/FM-Schichtstapel. Die Magnetisierung von FM2 ist hierbei um 90° zu FM1 gedreht. Da Spinstrom und Spinakkumulation nun dreidimensionale Komponenten besitzt, zeigt Abbildung (a) die Komponenten kollinear zu FM1 (Q_{xz} und m_x) und (b) die zu FM2 kollinearen Anteile (Q_{zz} und m_z), nach [23]

tersucht werden. Der Spinstrom soll für die Betrachtung hinsichtlich seines magnetischen Moments \vec{m} in senkrechte und parallele Anteile zerlegt werden.

$$\mathbf{Q} = \mathbf{Q}^{\vec{m} \parallel \vec{M}_2} + \mathbf{Q}^{\vec{m} \perp \vec{M}_2} \quad (2.43)$$

Die zur Magnetisierung \vec{M}_2 parallelen Anteile bleiben beim Durchfluss durch die Grenzfläche erhalten (analog zu $Q_{xz}^{NM} = Q_{xz}^{FM}$ in Kapitel 2.4.1).

$$\left(\mathbf{Q}^{\vec{m} \parallel \vec{M}_2} + \mathbf{Q}_{ref} \right) = \mathbf{Q}_{trans} \quad (2.44)$$

Damit ergibt sich für die Gesamtänderung des Spinstromes $\Delta \mathbf{Q}$ an der Grenzfläche FM/NM:

$$\Delta \mathbf{Q} = (\mathbf{Q} + \mathbf{Q}_{ref}) - \mathbf{Q}_{trans} = \mathbf{Q}^{\perp \vec{M}_2} \quad (2.45)$$

Die Ladungsstromdichte $\vec{j} = j_z \cdot \vec{e}_j$ ist konstant, weshalb aus der Definition von \mathbf{Q} folgt:

$$\vec{m} \cdot \frac{j_z}{e} = \mathbf{Q} \cdot \vec{e}_j \quad (2.46)$$

Der gesuchte, transferierte Drehimpuls \vec{N}_{STT} für \vec{M}_2 folgt aus der Änderung der induzierten Magnetisierung $\Delta \vec{m}$ in der Grenzfläche von NM_{Spacer} und FM2.

$$\begin{aligned} \vec{N}_{STT} \propto \Delta \vec{m} &\propto \Delta \mathbf{Q} \cdot \vec{e}_j \\ &= \vec{m}^{\perp \vec{M}_2} \\ &= \vec{m} - \vec{m}^{\parallel \vec{M}_2} \\ &= \vec{m} - (\vec{m} \cdot \vec{e}_{M_2}) \vec{e}_{M_2} = \vec{e}_{M_2} \times (\vec{m} \times \vec{e}_{M_2}) \end{aligned} \quad (2.47)$$

Da \vec{m} zu transmittierten Elektronen aus FM1 gehört und damit kollinear zu \vec{M}_1 ist, ergibt sich $\vec{m} = a \vec{M}_1$. Der Faktor a beschreibt neben dem Verhältnis m zu M_1 auch die Abschwächung des Diffusionsstromes durch den Spacer bis zur Grenzfläche von FM2 und seine stromrichtungsabhängige Orientierung (positiv

→ transmittierte, negativ → reflektierte). Ersetzt man dann die Einheitsvektoren \vec{e}_{M_2} durch \vec{M}_2 und setzt deren Beträge mit dem Parameter A zu einem neuen A zusammen, erhält man den gesuchte Anteil an transferiertem Drehimpuls:

$$\vec{N}_{STT} = A \cdot \vec{M}_2 \times (\vec{M}_1 \times \vec{M}_2) \quad (2.48)$$

Sowohl transmittierte als auch reflektierte Elektronenspins führen zu einem Drehimpulsaustausch. Die Wirkung auf \vec{M}_1 und \vec{M}_2 aus dem Beispiel in Abbildung 2.13 zeigt Abbildung 2.14.

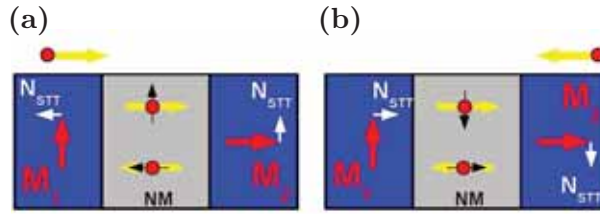


Abbildung 2.14: Skizzierung der STT-Wirkung anhand zweier FM-Schichten mit Relativwinkel der Magnetisierung $\vartheta = 90^\circ$. Drehimpulsübertrag an die Magnetisierung von FM2 stammt von transmittierten Elektronen von FM1 (parallel \vec{M}_1), der an FM1 übertragene Drehimpuls stammt aus den von FM2 reflektierten Elektronen (antiparallel zu \vec{M}_2). Je nach Stromrichtung kann die Richtung des an \vec{M}_2 übertragenen Impulses variiert werden. (vergleiche (a) und (b))

Es zeigt sich, dass das Drehmoment in der FM2-Schicht die dortige Magnetisierung parallel zur Orientierung in FM1 dreht. Die an FM2 reflektierten Elektronen hingegen richten die Magnetisierung in FM1 antiparallel zur FM2-Ausrichtung aus. In der Praxis wird durch verschiedene Verfahren (Schichtdicke, antiferromagnetische Kopplung) die Magnetisierung einer der beiden Schichten fixiert (engl. fixed layer), so dass die 2. Schicht als 'free' oder 'soft' layer je nach Stromrichtung zu paralleler bzw. antiparalleler Ausrichtung tendiert.

2.7.2 Wirksames Drehmoment des STT-Effekts

Die dabei aus dem Drehimpulsübertrag wirksamen Drehmomente hängen also sowohl von Probensymmetrie als auch von der aktuellen relativen Magnetisierungsorientierung ϑ ab. Es ergibt sich nach einer Näherung von Slonczewski [33] für den Betrag des wirksamen Drehmoments symmetrische Dreifachlagen (engl. Trilayer):

$$L_{STT}(\vartheta) \propto j \frac{\sin(\vartheta)}{\cos^2(\vartheta/2) + \Lambda^{-2} \sin^2(\vartheta/2)} \quad (2.49)$$

Der Faktor Λ beschreibt hierbei die Asymmetrieeigenschaften (Schichtdicken, Spinstrompolarisierung, Grenzflächenwiderstände) des betrachteten Systems. Die Funktion ist für verschiedene Parameter in Abbildung (2.15) aufgetragen.

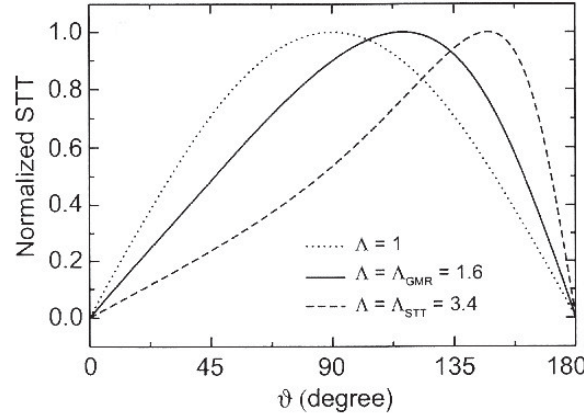


Abbildung 2.15: Auftragung des Drehmoments $L_{STT}(\vartheta)$ für verschiedene Systemparameter $\Lambda^2 = \chi + 1$, aus [34]

Dort ist auch leicht zu erkennen, dass für eine vollständig kollineare Ausrichtung der Schichtmagnetisierungen ($\vartheta = 0^\circ$ bzw. 180°) kein STT-Effekt auftritt. Nur falls die Schichten bereits nicht mehr kollinear magnetisiert sind, kommt es zu einem wirksamen STT-Effekt. Für die experimentell beobachteten Anregungen solcher kollinear magnetisierter Schichten wird daher die Verstärkung kleiner thermischer Schwankungen in den Magnetisierungen durch den STT verantwortlich gemacht [39–42]. Auch vortexförmige Oerstedfelder des für die Anregung verwendeten Stromes können verstärkbare Schwankungen erzeugen [42].

2.7.3 Dynamik der lokalen Magnetisierung unter Einfluss des STT-Effekts

In Anlehnung an einen typischen Schichtstapel soll nun FM1 als 'fixed-layer' und FM2 als 'free-layer' bezeichnet werden. Die feste, homogene Magnetisierung von FM1 (\vec{M}_d^{fixed}) definiert den Spinstrom und damit den STT für die variable, aber ebenfalls homogene Magnetisierung von FM2 (\vec{M}_d^{free}). Für die detaillierte Betrachtung des STT im 'free-layer' kann die modifizierte LLG (2.36) verwendet werden. Wie sich aus den Betrachtungen von (2.38) und (2.39) zeigt, braucht für die Kopplung nur $m_\perp (\hat{=} m_\perp \vec{M}_d^{free})$ verwendet werden, da es nur dort zur Kopplung zwischen \vec{m} und \vec{M} kommt. Es ergibt sich also aus (2.36):

$$\frac{\partial \vec{M}_d^{free}}{\partial t} = -\gamma_0 \vec{M}_d^{free} \times (\vec{H}_{eff} + J_{ex} \vec{m}_\perp) + \frac{\alpha}{M_s} \left(\vec{M}_d^{free} \times \frac{\partial \vec{M}_d^{free}}{\partial t} \right) \quad (2.50)$$

Bei Experimenten mit einem free- und einem fixed-layer steht die induzierte Magnetisierung \vec{m}_\perp in Beziehung zu den jeweiligen Schichtmagnetisierungen: Da die induzierte Magnetisierung \vec{m}_\perp in einer zur lokalen Magnetisierung des free-layers \vec{M}_d^{free} senkrechten Ebene liegt und $\vec{m} \parallel \vec{M}_d^{fixed}$ gilt, bietet es sich

an, \vec{m}_\perp durch eine Basis aus eben diesen Magnetisierungen darzustellen [32]. Es ergibt sich mit den Basisvektoren:

$$\begin{aligned} J_{ex}\vec{m}_\perp &= a \left(\vec{M}_d^{fixed} \times \vec{M}_d^{free} \right) + b \left(\left(\vec{M}_d^{free} \times \vec{M}_d^{fixed} \right) \times \vec{M}_d^{free} \right) \\ &= a \left(\vec{M}_d^{fixed} \times \vec{M}_d^{free} \right) + b \vec{M}_d^{fixed}. \end{aligned} \quad (2.51)$$

Die Koeffizienten a und b beinhalten hierbei die Geometrie- und Materialeigenschaften des gesamten Schichtsystems. So zum Beispiel Spacer-Schichtdicke und Störstellendichte, die wiederum den Abfall der Spinakkumulation im Spacer-layer bestimmen. Einsetzen von (2.51) in die neue LLG (2.50) ergibt nun:

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{M}_d^{free}}{dt} &= -\gamma_0 \vec{M}_d^{free} \times \left(\vec{H}_{eff} + b \vec{M}_d^{fixed} \right) - \gamma_0 a \vec{M}_d^{free} \times \left(\vec{M}_d^{fixed} \times \vec{M}_d^{free} \right) \\ &\quad + \frac{\alpha}{M_s} \left(\vec{M}_d^{free} \times \frac{d\vec{M}_d^{free}}{dt} \right). \end{aligned} \quad (2.52)$$

Aus dieser Form ist die Art des Einflusses von \vec{M}_d^{fixed} leicht zu erkennen. Zunächst gibt es den Beitrag

$$+b \vec{M}_d^{fixed} \quad (2.53)$$

zum effektiven Feld, der die Frequenz der Präzession von \vec{M}_d^{free} beeinflusst. Der Beitrag wird auch als effektives Feld des Spin-Transfers bezeichnet. Außerdem taucht ein wirksames Drehmoment auf:

$$-\gamma_0 a \vec{M}_d^{free} \times \left(\vec{M}_d^{fixed} \times \vec{M}_d^{free} \right) \quad (2.54)$$

Hierbei handelt es sich um den eigentlichen STT-Term (Torque-Term). Er ist deutlich stärker als das effektive Feld des Spin-Transfers ($\approx 5 \times$ stärker [43]). Der STT-Term wird je nach Einstellung von \vec{M}_d^{fixed} und dem Systemparameter a die Gilbert-Dämpfung verstärken oder kompensieren. Im Falle der Kompensation können stabile Präzessionsamplituden angeregt werden ('Negative Dämpfung'). Große Amplituden können hierbei zum Umschalten von \vec{M}_d^{free} führen. Eine Änderung des Vorzeichens von \vec{M}_d^{free} sorgt dann ebenfalls für eine Änderung des STT-Termvorzeichens, so dass dieser nun die Gilbert-Dämpfung verstärkt. Es kommt zu einer Stabilisierung der neuen Orientierung.

Energiebetrachtung von Torque- und Dämpfungsterm Der Zusammenhang von Torque- und Dämpfungstermen kann durch eine Umwandlung der modifizierten LLG (2.52) in Leistungsterme deutlicher gezeigt werden. Analog zu [23] wird der Term $\times \frac{d\vec{M}_d^{free}}{dt}$ zunächst beidseitig auf (2.52) angewandt. Der effektive Feldterm des Spin-Transfers (2.53) wird in das effektive Feld zu \vec{H}_{eff}^* hineingezogen. Nach Ausklammern von \vec{M}_d^{free} ergibt sich die Leistungsbilanz:

$$\frac{\alpha}{M_s} \left(\frac{d\vec{M}_d^{free}}{dt} \right)^2 - \gamma_0 a \left(\vec{M}_d^{fixed} \times \vec{M}_d^{free} \right) \frac{d\vec{M}_d^{free}}{dt} = \gamma_0 \vec{H}_{eff}^* \cdot \frac{d\vec{M}_d^{free}}{dt} \quad (2.55)$$

Bei Ausführung einer stabilen Präzessionsbahn wird die Magnetisierung \vec{M}_d^{free} auf einer geschlossenen Bahn Γ_{prec} bleiben. Die Integration (Energie) der Leistungsbilanz über Γ_{prec} muss dabei erhalten werden. Da es sich bei \vec{H}_{eff}^* auf der betrachteten Längenskala um ein konservatives Kraftfeld handelt, liefert das geschlossene Wegintegral für die rechte Seite von (2.55) nun eine 0. Damit muss ein stabiler Präzessionsweg folgendes Gleichgewicht aus Torque- und Dämpfungsleistung über den Weg Γ_{prec} erfüllen:

$$\int_{\Gamma_{prec}} \left[\frac{\alpha}{M_s} \left(\frac{d\vec{M}_d^{free}}{dt} \right)^2 - \gamma\alpha \left(\vec{M}_d^{fixed} \times \vec{M}_d^{free} \right) \frac{d\vec{M}_d^{free}}{dt} \right] dt \stackrel{!}{=} 0. \quad (2.56)$$

2.7.4 Kritische Ströme

Slonczewski führte zur Bestimmung der kritischen Ströme eine Stabilitätsanalyse der modifizierten LLG (2.52) durch [33] und erhielt kritische Schaltströme in Abhängigkeit von externen Magnetfeldern und vom Relativwinkel ϑ der magnetischen Schichtorientierungen. Für externe in-plane-Felder vereinfacht sich bei Betrachtung der Voraussetzung $\vartheta = 0$ (**P**arallel) bzw. $\vartheta = \pi$ (**A**nti**P**arallel) eine theoretische Abhängigkeit der kritischen Ströme(nach [44]):

$$\begin{aligned} I_C^{P \rightarrow AP} &= \frac{A\alpha_G M_s V}{g(0)P_\sigma} (H_{ext} + H_{Dip} + H_{K\parallel} + 2\pi M_s) \\ I_C^{AP \rightarrow A} &= \frac{A\alpha_G M_s V}{g(\pi)P_\sigma} (H_{ext} + H_{Dip} - H_{K\parallel} - 2\pi M_s) \end{aligned} \quad (2.57)$$

Mit folgenden Parametern (in emu-Einheiten):

M_s	Sättigungsmagnetisierung (in-plane)
V	Volumen der zu schaltenden magnetischen Schicht
α_G	Gilbertdämpfungsparameter (der Präzession)
A	Faktor basierend auf dem verwendeten Transportmodell.
	$A \approx 3 \times 10^{11} \frac{mA}{Oe \text{ e.m.u.}}$
H_{dip}	Dipolfeld der anderen magnetischen Schicht (fixed-layer)
$H_{K\parallel}$	Anisotropiefeld (in-plane)
$2\pi M_s$	zu überwindendes Entmagnetisierungsfeld (in-plane)

Der Parameter $g(\vartheta)$ hängt hierbei vom Relativwinkel ϑ und dem Systemparameter Λ ab [33]:

$$g(\vartheta) = \frac{P_\sigma}{4 [\cos^2(\vartheta/2) + \Lambda^{-2} \sin^2(\vartheta/2)]} \quad (2.58)$$

Für Magnetfelder senkrecht zur Schichtebene ergeben sich bis auf unterschiedliche Vorzeichen innerhalb der Feldabhängigkeiten und einem stärkeren Demagnetisierungsterm die gleichen kritischen Ströme. Obwohl diese Modellbetrachtung ein System mit vielen Unbekannten beschreibt, konnten drei Kernaussagen auch experimentell z.B. in [10, 39, 45] nachgewiesen werden:

- Die Größenordnung der notwendigen Spinstromdichte wird korrekt vorhergesagt. Einsetzen von typischen Parametern der Kobaltdoppellagen liefert kritische Stromdichten von $10^7 - 10^8 \text{ A/cm}^2$.
- Lineare Zunahme der kritischen Ströme mit dem externen Feld: $I_C \propto H_{ext}$
- Die unterschiedlichen kritischen Ströme liefern (i.A.) hysteretisches Schaltverhalten: $I_c^{P \rightarrow AP} \neq I_c^{AP \rightarrow P}$

2.8 Experiment

Der STT-Effekt ist zunächst durch Punktkontakte auf magnetischen Schichtsystemen untersucht worden. Um ein besser abgegrenztes und damit kontrollierbares magnetisches System zu erhalten, sind später Schichtsysteme im nanometerskaligen Strukturbereich verwendet worden. Katine et. al. [10] haben ein solches Experiment an einem Kobalt-Kupfer-Kobalt-Schichtsystem (Durchmesser 100nm) durchgeführt. Das Experiment entspricht der in dieser Arbeit verwendeten Anordnung, weshalb Aufbau und Ergebnisse kurz beschrieben werden.

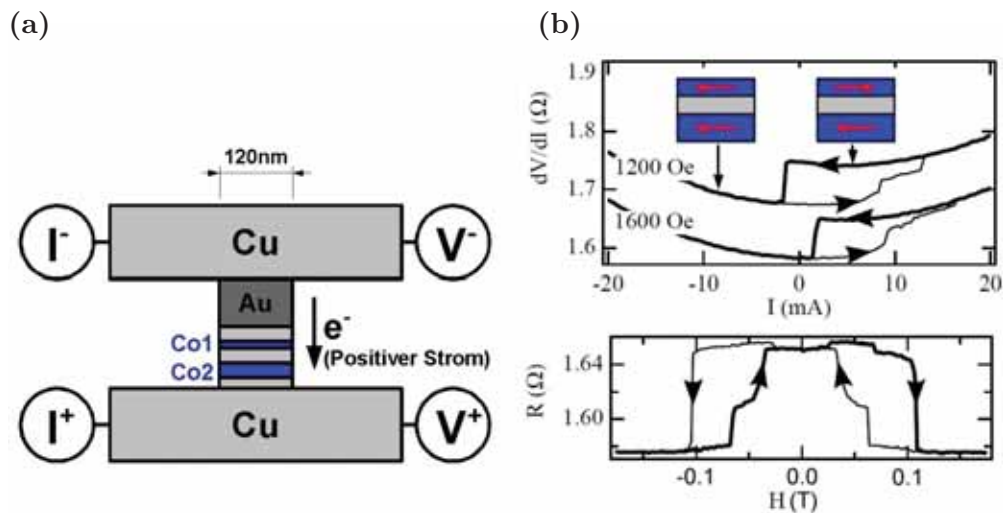


Abbildung 2.16: (a) Schematischer Aufbau der Pillarstruktur (10nm Co / 6nm Cu / 2,5nm Co) und der Anschlüsse der Vierpunktmessung. (b) Widerstandsmessungen mit Strom- (oben) bzw. Magnetfeldvariation (unten), aus [10]

Aufbau Der experimentelle Aufbau ist schematisch in Abbildung 2.16(a) dargestellt. Über jeweils zwei Kontakte ober- und unterhalb der Schichtsäule (engl.

Pillar) wird durch eine Vierpunktmessung der genaue (differentielle) Widerstand des Schichtstapels gemessen. Die dickere Kobaltschicht fungiert als fixed-, die dünne Schicht als free-layer. Der für den STT notwendige Gleichstrom wird parallel zum Messstrom der Vierpunktmessung durch den Pillar geschickt. Der säulenformige Aufbau wird als 'Spin Valve' bezeichnet.

Stromvariation Der GMR-Effekt wird hier für die Bestimmung der relativen Orientierungen der Schichtmagnetisierungen verwendet. Abbildung 2.16(b, oben) zeigt die Abhängigkeit des Widerstands von der Gleichstrom(richtung). Der Strom wird dazu kontinuierlich in verschiedene Richtungen variiert. Für positive Ströme kommen die Elektronen zunächst durch den free-layer. Die am fixed-layer reflektierte Spinakkumulation schaltet ab einer bestimmten Stromstärke (kritischer Strom) durch den STT die Magnetisierung des free-layers in einen antiparallelen, hochohmigen Zustand. Bei umgekehrter Stromvariationsrichtung bleibt der hochohmige Zustand länger erhalten, da die Wirksamkeit des STTs vom Relativwinkel der beiden Schichten abhängt. Bei einer Feldstärke von $0,12T$ bleibt der antiparallele Zustand noch für kleine negative Ströme erhalten. Es handelt sich hier um eine schwache Dipolkopplung zwischen den Schichten, die eine antiparallele Ausrichtung bevorzugt (siehe Dipolkopplung). Die externen in-plane-Felder sorgen bei der Messung für eine einheitliche Magnetisierung des fixed-layers. Weitere Messungen an diesem Aufbau bestätigen die Annahme der linearen Zunahme der kritischen Ströme mit dem externen Feld (siehe Abschnitt 2.7.4).

Feldvariation Abbildung 2.16(b, unten) zeigt die stromfreie, kontinuierliche Feldvariation am gleichen System. Hier ist das versetzte Umschalten der magnetischen Schichten durch den GMR der zeitweise antiparallelen Magnetisierungen zu erkennen (analog zu den GMR-Experimenten mit unterschiedlichen Koerzitivfeldstärken). Die Amplitude stimmt dabei mit den stromerzeugten Effekten überein, weshalb man annehmen kann, dass zwischen den gleichen Zuständen (parallele und antiparallele Orientierung) geschaltet wird.

2.9 Auswirkung inhomogener Magnetisierung auf GMR und STT

Bisher wurden nur einheitlich magnetisierte FM-Schichten angenommen, sodass z.B. ein Spinstrom an einer Grenzfläche zwischen einer NM- und einer FM-Schicht jeweils die gleiche lokale Magnetisierung \vec{M} vorfindet. Auf der gesamten Fläche sind also Elektronenspins eindeutig den Majoritäts- bzw. den Minoritätselektronenspins des FMs zuzuordnen.

Inhomogene Magnetisierung senkrecht zur Stromrichtung Bei einer inhomogenen Magnetisierung (z.B. Vortex, Spinwellen) hingegen ist diese allgemeine

Zuordnung nicht möglich. Reflektierte Minoritätselektronen können durch laterale Diffusion in der Grenzfläche an anderer Stelle als Majoritätselektronen durch die Grenzfläche leichter transmittiert werden. Insgesamt wird sich die Spinakkumulation an einer magnetisch inhomogenen Grenzfläche verringern. Eine einzelne inhomogene Schicht wird daher einen geringeren elektrischen Widerstand haben als eine einheitlich magnetisierte Schicht, falls die 'spin diffusion length' λ_{sdl} größer als die Größenordnung der Inhomogenität ist [21]. So wird in Mehrfachlagen mit inhomogener Magnetisierung senkrecht zur Stromrichtung einerseits die Polarisierung P (und damit der GMR), andererseits auch der Gesamtwiderstand verringert.

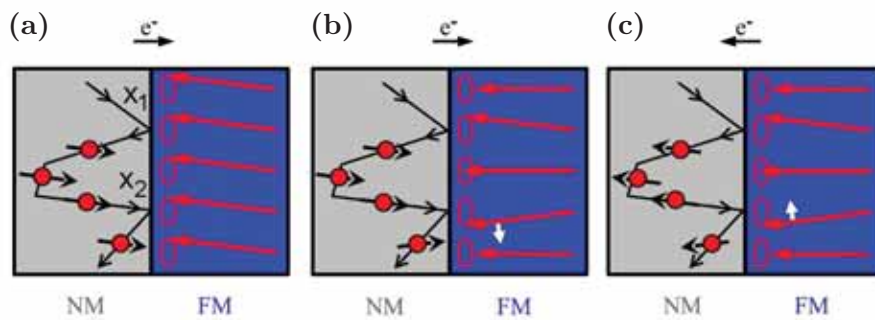


Abbildung 2.17: Wirkung inhomogener Magnetisierung im FM auf den STT je nach Stromrichtung (a) Homogene Magnetisierung (b) Inhomogene Magnetisierung: Verstärkung der Inhomogenität (c) Inhomogene Magnetisierung: Verringerung der Inhomogenität [9]

Der STT kann je nach Stromrichtung kleine Inhomogenitäten der Magnetisierungsorientierung verringern oder verstärken. Dieser Effekt beruht auf den magnetischen Momenten der Elektronen, die vor der Grenzfläche die Spinakkumulation im NM bilden. Da sie entweder transmittiert oder reflektiert wurden, sind sie kollinear orientiert zur Magnetisierung einer bestimmten Stelle in der FM-Grenzfläche. Diffundieren sie nun wieder zurück zur Grenzfläche, so treffen sie dort im Allgemeinen an anderer Stelle auf. Im Fall homogener Magnetisierung sind reflektierte Minoritätselektronenspins (Abb. 2.17(a)) (bei entgegengesetzter Stromrichtung transmittierte Majoritätselektronenspins) im NM überall kollinear zur lokalen Magnetisierung der Grenzfläche. Sie können bei erneutem Auftreffen auf die Grenzfläche keinen Drehimpuls an diese abgeben. Bei inhomogener Magnetisierung werden bei Stromrichtung $NM \rightarrow FM$ (Abb. 2.17(b)) an Ort x_1 reflektierte Minoritätsspins beim Auftreffen an anderer Stelle x_2 nicht exakt kollinear mit der lokalen Magnetisierung $\vec{M}(x_2)$ sein. Der nicht kollineare Spinanteil wird durch den STT an die lokale Magnetisierung $\vec{M}(x_2)$ übertragen, wobei er diese in Richtung des einfallenden Spins dreht. Da diese antiparallel zur Magnetisierung $\vec{M}(x_1)$ ist, wird die Amplitude der Inhomogenität im FM verstärkt. Bei einer umgekehrten Stromrichtung $NM \leftarrow FM$ (Abb. 2.17(c)) hingegen besteht die Spinakkumulation aus Majoritätsspinelektronen. Treffen sie auf eine leicht veränderte lokale Magnetisierung, so werden sie diese durch Drehimpulstransfer in Richtung ihrer ursprünglichen Magnetisierung drehen.

Die Amplitude der Inhomogenitäten wird also verringert. Dieses Modell konnte durch Anregungen in magnetischen Einzelschichten (engl. single-layers) qualitativ bestätigt werden. Um hierbei je nach Stromrichtung einen dominierenden Effekt zu erhalten, wird die Spinakkumulation auf beiden Seiten z.B. durch stark spinstreuende Schichten asymmetrisch gehalten [8, 9, 46] (siehe auch schematischer Aufbau in Abbildung 5.15). Eine genauere Betrachtung der Wirkung von Vortexstrukturen auf GMR- und STT-Effekt in den hier relevanten Experimenten erfolgt in der Auswertung der Transportmessungen in Kapitel 5.4.2.

Inhomogene Magnetisierung parallel zur Stromrichtung (Negativer Magnetowiderstand) Eine inhomogene Magnetisierung parallel zur Stromrichtung innerhalb einer einzelnen Schicht (Domänenwand) verhindert einheitliche Spinkanäle innerhalb der Schicht und führt wie bei einem Schichtstapel antiparalleler Orientierungen zu einem höheren Widerstand. Der als **Negativer Magnetowiderstand** (oder 'Spin disorder resistivity') bekannte Effekt beschreibt die Widerstandsabnahme bei Verringerung der Magnetisierungsinhomogenität z.B. durch Anlegen eines externen Feldes. Bei den vorliegenden Schichtdicken und Pillardurchmessern sollten ausgeprägte Inhomogenitäten innerhalb der Schichten zumindest im free-layer nicht auftreten, da die Dicke für bedeutende Inhomogenitäten größer als die Austauschlänge sein muss [47] (Kobalt: $\lambda^{exch} = \sqrt{2A/(\mu_0 \cdot M_s^2)} \approx 5nm$ [9]).

2.10 Normaler (positiver) Magnetowiderstand (OMR) und Anisotroper Magnetowiderstand (AMR)

Unter Einfluss eines Magnetfeldes ergeben sich zwei weitere, weniger starke, feldabhängige Widerstandseffekte.

OMR Der normale (positive) Magnetowiderstand (engl. Ordinary Magneto Resistance, **OMR**) entsteht sowohl in magnetischen als auch unmagnetischen Metallen allein auf Grund der Lorentzkraft des Feldes auf die Elektronen des Stromflusses. Diese werden vom Feld auf Spiralbahnen um die Feldlinien gezwungen und müssen damit einen längeren Weg im Leiter zurücklegen. Dies erhöht die Streuwahrscheinlichkeit mit wachsender Feldstärke und kommt einer effektiven Verkürzung der Freien Weglänge nahe. Der Widerstand steigt mit dem Feld an. Der Anstieg erfolgt sehr materialspezifisch und bei Feldern $> 4T$ nahezu linear. Zur Beschreibung dient die Köhler Regel mit der material- und geometrieabhängigen Universalfunktion \mathbf{F} .

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \mathbf{F}\left(\frac{B}{\rho_0}\right) \quad (2.59)$$

Typische Werte können bei sehr kleinem ρ_0 im einstelligen Prozentbereich bei mehreren Tesla liegen ($\Delta R/R = 5\%$ bei reinem Cu, Ag mit $10T$ bei $4,2K$

[48]). Allerdings ist der Effekt bei Raumtemperatur wegen des größeren ρ_0 normalerweise deutlich kleiner. In magnetischen Materialien kann der Negative Magnetowiderstand den OMR schwächen oder überlagern.

AMR Der anisotrope Magnetowiderstand in Ferromagneten ist nur vom Relativwinkel $\theta_{\vec{j} \angle \vec{M}}$ zwischen Magnetisierung und elektrischem Strom abhängig.

$$\rho = \rho_0 + \Delta\rho \left(\cos^2 \Theta_{\vec{j} \angle \vec{M}} - \frac{1}{3} \right) \quad \Delta\rho = (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \quad (2.60)$$

Kollineare Orientierung ergibt den hohen spezifischen Widerstand ρ_{\parallel} , senkrechte Orientierung den kleineren Widerstand ρ_{\perp} . Anschaulich betrachtet ist die Spin-Bahnkopplung für eine Kopplung von Magnetisierungsrichtung und der Besetzung von Orbitalen unterschiedlicher Orientierung verantwortlich. Dies führt zu veränderten Streuquerschnitten für Leitungselektronen, je nach relativer Magnetisierungsorientierung. Genauere Betrachtung der Streueffekte in den vorliegenden Übergangsmetallen bzw. eine theoretische Betrachtung sind in [49] bzw. [50] zu finden. Da sich die Magnetisierung bei Anlegen eines externen Feldes unterhalb der Sättigungsmagnetisierung noch gegebenenfalls dreht, scheint dieser Effekt zunächst eine Feldabhängigkeit zu zeigen. Oberhalb der Sättigungsmagnetisierung M_s des Ferromagneten tritt wegen der reinen Winkelabhängigkeit des Effekts keine Veränderung mehr ein. Es wurden in Pillarstrukturen (Trilayer) durch Änderung der Magnetisierungsorientierung der 'free-layer' (6nm Dicke) AMR-Widerstandsänderungen um bis zu 1% gemessen. [51] Die in diesen Versuchen verwendeten Schichten sollten, wenn überhaupt, deutlich geringere Änderungen zeigen, da es sich um einen Volumeneffekt handelt.⁷

⁷Bei im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimenten fließt der Strom immer senkrecht zur Schichtebene. Die Magnetisierungsrichtung wird während der in-plane-Messungen in der Ebene bleiben und damit immer senkrecht zum Strom liegen. Bei den out-of-plane-Messungen wird die Magnetisierung bis zur Sättigung aus der Ebene gedreht. Dabei könnte bis zum Erreichen der Sättigung der AMR auftreten.

Experimentelle Grundlagen

3.1 Probenaufbau und Präparationsverfahren

Probenaufbau

Die in dieser Arbeit untersuchten Schichtsysteme sind als kleine Säulen (Durchmesser ca. 100nm: 'Nano-Pillars') realisiert. Sie sind eingebettet in einer isolierenden PMMA-Schicht (Polymethylmethacrylat) zwischen einer Gold- und einer Kupferkontaktschicht (siehe Abbildung 3.1(a)).

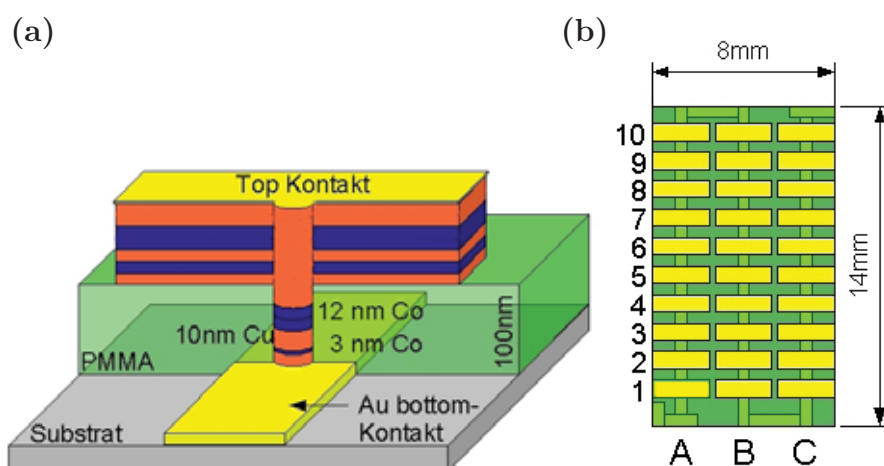


Abbildung 3.1: (a) Skizze des Probenaufbaus. (b) Bezeichnungsmuster der einzelnen Pillars (bzw. deren Topkontakte). Für die Ausrichtung der Probe dient der asymmetrische Bottomkontaktverlauf (unterhalb von Pillar A1)

Insgesamt befinden sich jeweils 30 Pillars mit einem gemeinsamen Bodenkontakt (engl. 'Bottom'kontakt) aus Gold und jeweils ihren eigenen Deckkontakten (engl. 'Top'kontakten) auf einem thermisch oxidierten Si(100)-Substrat. Um bei Messungen bessere statistische Ergebnisse zu erzielen, müssen möglichst viele Pillars gleichzeitig auf einem Substrat hergestellt werden. Die große Anzahl ermöglicht in ihrer Reihenform auch eine Schichtdickenvariation innerhalb einer Probe. Auf diese Art können bei Parametervariationen externe Einflüsse der langwierigen und komplexen Probenherstellung ausgeschlossen werden. Die hier verwendete Substratform ($14\text{mm} \times 8\text{mm}$) stellt wegen der Dimension des Probenhalters (siehe Foto in Abbildung 3.9) die maximal verwendbare Substratgröße dar. Die Kontaktflächen der jeweiligen Pillars müssen bestimmte Mindestgrößen besitzen, um mit feinen Drähten mehrfach kontaktierbar zu sein. Aus diesem Grund ist eine größere Anzahl von Pillars auf einer Probe in dem verwendeten Messaufbau nur schwer zu erreichen.

Probenpräparation

Die Siliziumsubstrate werden zunächst mit einer Waversäge passend gesägt, da gerade Kanten wegen der engen Platzausnutzung durch die Bedampfungsmasken notwendig sind. Nach der Reinigung im Ultraschallbad mit Aceton und Propanol wird das Substrat in den Maskenstapel (siehe Abb. 3.2 bzw. 3.3) mit der Bottomkontaktmaske eingeschraubt.

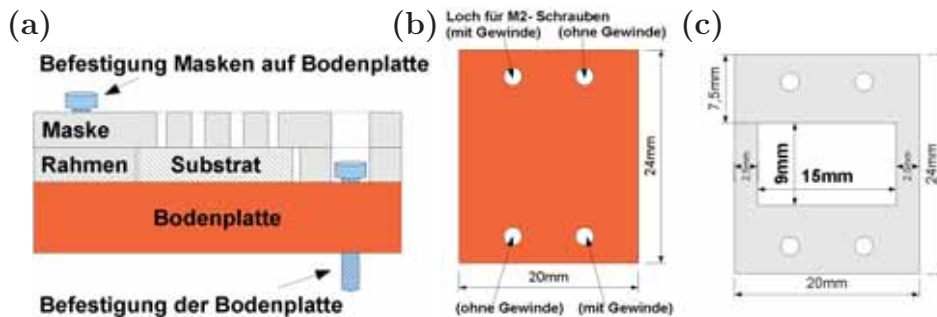


Abbildung 3.2: Skizzierung (a) des Halterstapels mit Maske, (b) der Kupferbodenplatte aus 1mm Kupfer und (c) des Halterungsrahmens aus $0,5\text{mm}$ Edelstahl (rechts)

Rahmen und Maske können hierbei auf die Bodenplatte aufgeschraubt werden und als Ganzes ('Maskenstapel') transportiert werden. Jeweils zwei Schrauben werden nur für die Fixierung der Masken bzw. der Bodenplatte am Probenhalter verwendet, sodass die Masken beim Transfer zwischen den Vakuumanlagen nicht vom Substrat entfernt werden müssen. Dies verringert die Belastung für die Substratoberfläche. Die 1mm dicke Kupferplatte sorgt zusätzlich für einen guten thermischen Kontakt zwischen Maskenstapel und dem Probenträger.

In einer Hochvakuumanlage (HV) wird dann mit thermischer Verdampfung der mäanderförmige Bottomkontakt aufgebracht: 3nm Titan (als Haftvermittler zwischen Gold und Substrat) [mit $0,1$ bis $0,3 \text{ nm/s}$] und 25nm Au [$0,3$

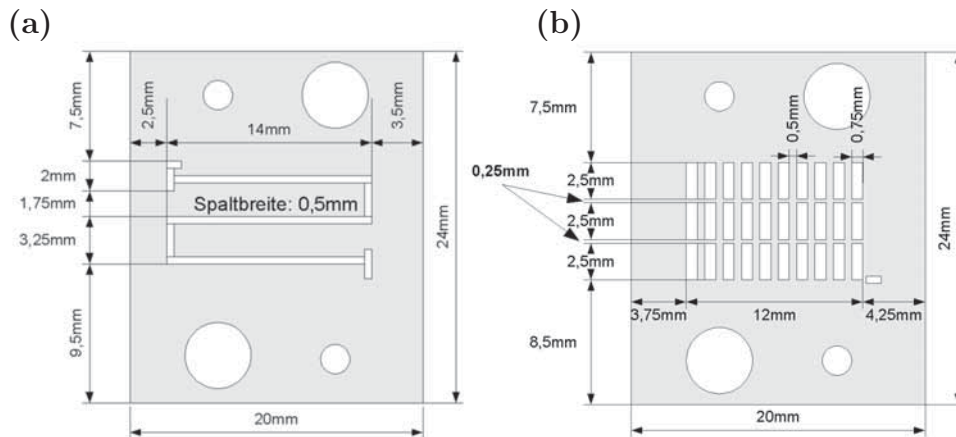


Abbildung 3.3: Bedampfungsmasken für (a) den Bottomkontakt und die (b) Topkontakte

bis $0,5 \text{ nm/s}$]. Nach längerem Abkühlen und Ausbau aus dem Maskenstapel wird auf die Probe eine ca. 100 nm dicke PMMA-Schicht aufgetragen. Dies geschieht in einem Spincoater, der die Probe mit einem Vakuum auf einem schnell rotierenden Tischchen fixiert. Das PMMA wird, gelöst in Ethyllactat (als Fertigprodukt *AR – P 679.02* (Allresist GmbH)), auf das Substrat als Tropfen aufgebracht. Dieser zerfließt innerhalb von 60 s bei 2000 U/min im Gleichgewicht von Fliehkräften und Oberflächenspannung zu einer homogenen, dünnen Schicht (siehe Kapitel 4.2). Das Ausbacken der Lösungsmittel geschieht anschließend für 30 min. bei 170°C in einem Konvektionsofen. Die Lichtempfindlichkeit des PMMA-Lackes erfordert einen Transport in einer lichtdichten Verpackung in das Rasterelektronenmikroskop (REM). Dort wird nach einem Skriptmuster ein Elektronenstrahl über die Probe gefahren und an den Kreuzungspunkten von Bottomkontakt und den späteren Topkontakten jeweils eine kurze Belichtung ausgeführt (Dotdose im Bereich von 0.075 pAs). Um später den Bottomkontakt leicht kontaktieren zu können, werden anschließend Marker großflächig auf den Bottomkontaktflächen belichtet (siehe Skizze 3.4). Außerdem ermöglichen diese Marker später eine leichte Kontrolle, ob die Belichtung der Pillars wirklich an den gewünschten Orten stattgefunden hat (Kontrolle der Ausrichtung des REM-Koordinatensystems an der Probe).

Anschließend wird die Probe in einem Entwicklergemisch (1:36 min. in 1:3 / *AR – 300 – 47* (Allresist GmbH) : Propanol bei 18°C) entwickelt. Die bei der Belichtung eingeschossenen Elektronen haben an den belichteten Stellen die langkettigen PMMA-Moleküle aufgebrochen. Kurzkettige PMMA-Moleküle sind leichter in der Entwicklungsflüssigkeit lösbar. Da der Entwicklungsprozess sehr empfindlich auf Temperatur und Lösungsmittelkonzentrationen direkt an der Probenoberfläche reagiert, wird die Probe möglichst ruhig in dem Entwickler gehalten. Dies ist die am einfachsten zu reproduzierende Entwicklungsart (im Gegensatz zum Schwenken bzw. Rühren, das viele verschiedene und damit kaum exakt wiederholbare Bewegungen beinhaltet). Um den Entwickler abzuspülen

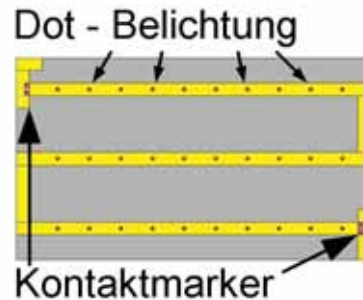


Abbildung 3.4: Belichtungsplan für das Lithographiesystem. Die punktförmigen Belichtungen ('Dot-Belichtung') ergeben Löcher mit einem Durchmesser von etwa 100nm. Die Kontaktmarker ($100\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$) werden durch Flächenbelichtung erzeugt.

wird die Probe danach für 2 min in Propanol (bei 20°C) getaucht und anschließend von der Seite mit Stickstoff abgeblasen. Die getrocknete Probe wird dann zusammen mit der Maske für die Topkontakte (Abb. 3.3(b)) in den Maskenstapel eingebaut. Vor dem eigentlichen Schichtstapel muss zunächst in der HV-Kammer eine 10nm dicke 'Haftschicht' aus Kupfer aufgedampft werden. Experimentell hat sich diese Notwendigkeit ergeben, da es bei direktem Aufdampfen von Cu mit kleinen Raten auf dem PMMA zu schlechter Filmhaftung bzw. Blasenbildungen gekommen war (siehe Blasenbildung 4.4.1). Das thermische Verdampfen in der HV-Kammer erlaubt Raten im Bereich von $0,3\text{nm/s}$. Die Elektronenstrahlverdampfer in der Ultrahochvakuumanlage (UHV) ermöglichen nur Raten von maximal $0,2\text{nm/s}$.

Nach langem Abpumpen in der UHV-Anlage (um möglichst viele Verschmutzungen von der oberen, der Atmosphäre exponierten Cu-Schicht zu lösen) wird ein Schichtstapel aus Kupfer und Kobalt aufgedampft. Um ein optimales Schichtwachstum zu erreichen, sind dabei möglichst hohe Raten im Bereich von $0,2\text{nm/s}$ bei Cu und $0,1\text{nm/s}$ bei Co verwendet worden. In Abbildung 3.5 ist ein typischer Stapelaufbau vorgestellt.

Die erste Kupferschicht (20nm) soll das Kobalt von der durch den Transport zwangsläufig kontaminierten Kupferoberfläche der Haftschicht abschirmen. Die oberste 30nm Kupferschicht soll wiederum Schutz der magnetischen Schichtstrukturen für den Transfer zurück in die HV-Anlage bieten. Dort wird schließlich die finale Deckschicht aus ca. 500nm Cu aufgedampft. Die Topkontaktmaske lässt die Endflächen des Bottomkontakts frei. Die dort belichteten Marker sind beim Entwickeln freigelegt, sodass dort Drähte direkt auf dem blanken Gold des Bottomkontakts befestigt werden können. Bei den Topkontakten hingegen liegt nun jeweils ein SiO_x / PMMA / Cu (+Co) Schichtsystem (bzw. eine reine SiO_x -Oberfläche nach Abriss der Schicht) vor, auf dem Golddrähte praktisch nicht haften. Daher wird zunächst mechanisch (feine Schraubenzieherspitze) der Schichtstapel mit PMMA auf allen Topkontakten parallel zum Bottomkontakt abgeschabt, so dass dort das reine SiO_x freigelegt ist. In der HV-Anlage wird dann mit der Topmaske auf die Topkontakte 3nm Ti und 25nm

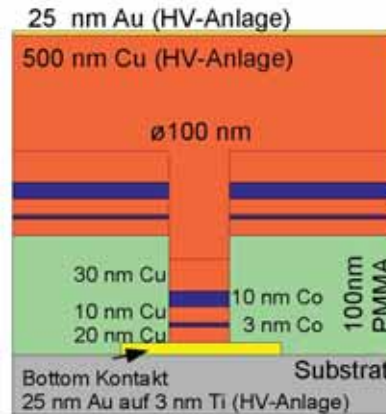


Abbildung 3.5: Schematischer Aufbau des fertigen Schichtstapels im Pillar (und auf dem umliegenden PMMA). Gezeigt sind typische Schichtdicken.

Au aufgedampft. Die vorher abgekratzten Stellen lassen sich nun wie die freiliegenden Bottomkontakte leicht kontaktieren. Außerdem dient die Goldschicht als zusätzlicher Schutz vor Oxidation.

3.2 Messaufbau und Messverfahren

3.2.1 Messverfahren

Da die magnetischen Eigenschaften der Probenpillars indirekt durch kleine Widerstandsänderungen gemessen werden, ist eine sehr genaue Widerstandsmessung notwendig. Es wird eine Vierpunktmessung mit zwei Lock-in-Verstärkern (Stanford Research Systems, SRS 830) als Rauschunterdrückung angewendet. Abbildung 3.6 zeigt den Schaltplan des Aufbaus. Lock-in-Verstärker 1 liefert eine Messwechselfrequenz $U_{AC} = 5V$, deren resultierender Probenstrom dI ebenfalls durch Lock-in-Verstärker 1 über den Spannungsabfall an einem regelbaren Widerstand R_S nach $dI = dU_I/R_S$ bestimmt wird. Lock-in-Verstärker 2 misst phasenabgeglichen mit Lock-in-Verstärker 1 die durch den Strom am Pillar anliegende Wechselfrequenz dU . Der Quotient dU/dI ergibt den gesuchten differentiellen Widerstand des Pillars. Um den Einfluss eines Gleichstromes (DC) auf die Magnetisierung der Pillarschichten zu untersuchen, wird eine variable Gleichstromquelle (Keithley 2400 Sourcemeter) und ein Gleichstrommessgerät (Keithley 2000 Multimeter) eingefügt. Aufgrund der Modifikation fließt der variable Gleichstrom I_{DC} neben dem ursprünglichen Wechselstrom dI durch den Pillar. Die Lock-In-Verstärker verfügen für die Messung von dU und dI über jeweils eingebaute Kapazitäten um das AC-Signal aus dem Gesamtstrom zu isolieren ($R_{DC}^C \gg R_{AC}^C \approx 0$). Die Kapazität C_1 sorgt dafür, dass der Gleichstrom I_{DC} nur durch den Pillar und nicht durch die AC-Quelle fließen kann. Umgekehrt ist es bisher nicht gelungen, den Wechselstrom durch die Gleichspannungsquelle (Keithley 2400) direkt zu unterdrücken. Ein zunächst

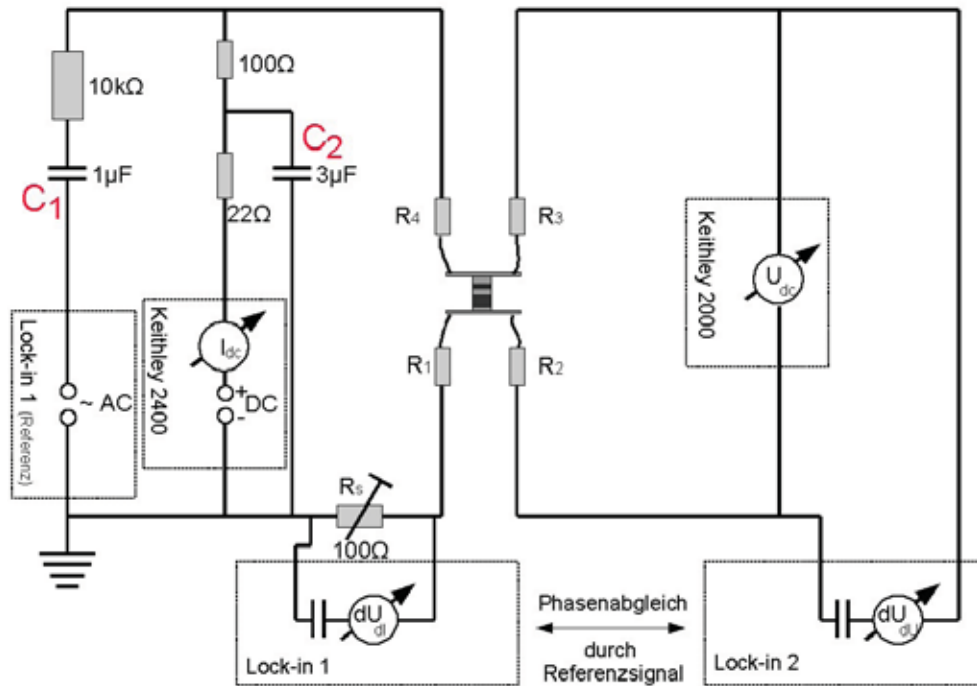


Abbildung 3.6: Schaltplan des Messaufbaus bestehend aus einem AC-Wechselstromkreis (Vierpunktmessung mit Lock-in-Verstärkern) der gemeinsam mit einem Gleichstromkreis (Strom für magnetische Anregungen) durch den zu messenden Pillar verläuft.

verwendeter induktiver Widerstand ($R_{DC}^L \ll R_{AC}^L$) hat für Phasenverschiebungen bei den AC-Messungen gesorgt. Daher wird der Wechselstrom über eine parallel geschaltete Überbrückung kontrolliert an der Gleichspannungsquelle (Keithley 2400) vorbei geleitet. Der Kondensator C_2 verhindert hierbei Gleichströme über diese Überbrückung. Da der Kondensator für die Wechselspannung gegenüber dem parallel geschalteten $22\text{ }\Omega$ -Widerstand ein Kurzschluss ist, fließt der Wechselstrom vollständig über die Überbrückung. Dadurch wird er unabhängig vom Keithleyinnenwiderstand. Dies ist wichtig, da sich der Innenwiderstand abhängig von I_{DC} ändert. Insbesondere bei $I_{DC} = 0$ wird er deutlich größer. Dadurch würde bei gleicher AC-Spannung mehr Strom durch den Pillar fließen (scheinbare Widerstandsreduktion). Der $100\text{ }\Omega$ -Widerstand ist groß gegenüber dem Probenwiderstand, so dass ein Großteil des Wechselstromes nicht durch die Überbrückung sondern durch den Pillar fließt.

3.2.2 Messaufbau

Um die Probertemperatur genau zu kontrollieren und ein starkes Magnetfeld variabler Orientierung an die Probe anlegen zu können, wird die Probe in die Vakuumkammer des PPMS's (Physical Property Measurement System, Quantum Design, Abbildung 3.7 bzw. Außenansicht in 3.8) eingebaut.

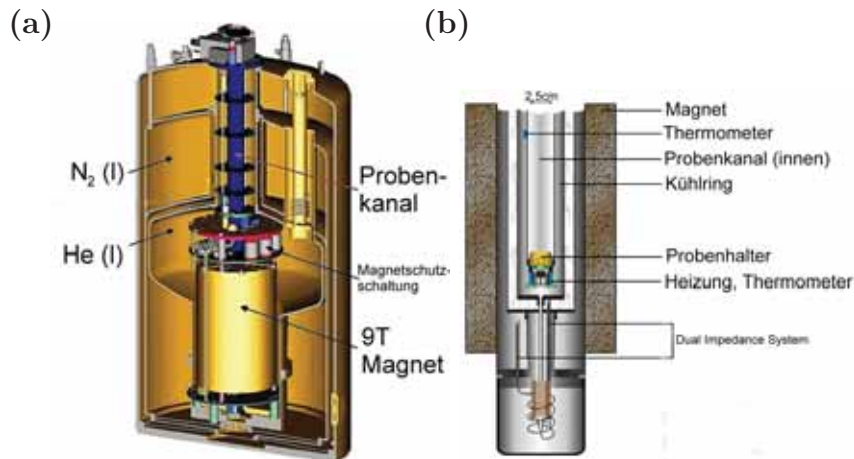


Abbildung 3.7: Schematischer Aufbau des PPMS (a) Querschnitt des Gesamtaufbaus [52] (b) vergrößerter Zentralbereich mit Ende des Probenkanals [53]

Das PPMS ermöglicht Messungen in einem Temperaturbereich von 1,9K bis 400K und einem Magnetfeldbereich bis 9T. Die Probe kann durch einen drehbaren Halter (Rotator) relativ zum Magnetfeld gedreht werden, so dass sowohl in-plane-als auch out-of-plane-Messungen möglich sind. Die Temperatur der Probe und die Stärke bzw. Orientierung des Magnetfeldes werden manuell oder mit Skripten von einem Steuercomputer am PPMS gesetzt. Die am PPMS vorhandenen Messgeräte zur Widerstandsmessung sind nicht präzise genug, um die erwartenden Sprünge im $m\Omega$ -Bereich zu messen. Der gesamte Schaltaufbau aus Abbildung 3.6 ist daher in einem zusätzlichen, fahrbaren Messaufbau realisiert, siehe Abbildung 3.8.

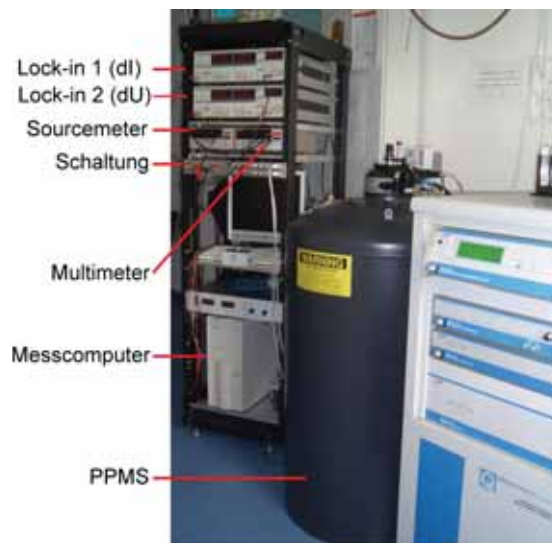


Abbildung 3.8: Fahrbarer Aufbau (links) neben der PPMS Vakuumkammer (Mitte)

Der mobile Aufbau wird dazu direkt über zwei Kabel mit je vier Leitungen am PPMS angeschlossen. Die Probe wird so kontaktiert, dass jeweils ein Kabel alle Ströme und das andere alle Spannungen trägt, um induktive Wechselwirkungen zu minimieren. Der PPMS-Controller gibt das jeweils anliegende Magnetfeld als Spannung an einem Analogausgang aus. Dort wird das Signal vom Analogwandler des externen Aufbaus während der Messung aufgenommen. Da der Spannungsbereich über den gesamten (einstellbaren) Magnetfeldbereich nur zwischen 0 und 10V liegt, beträgt die Auflösung des Magnetfeldes in den gespeicherten Messdaten 0,05T.

3.2.3 Probenhalter

Während der Messung im PPMS wird das Probensubstrat durch doppelseitiges Klebeband auf einem speziellem PPMS-Probenhalter fixiert.

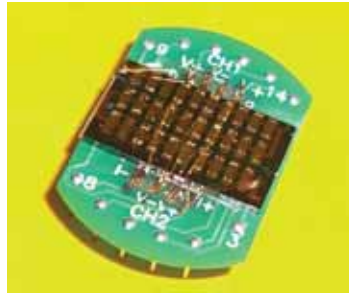


Abbildung 3.9: Gebondete Probe auf PPMS Probenhalter

Die Kontaktierung erfolgt durch 50 μm dicke Golddrähte. Diese werden nach dem Aufkleben mit einem sogenannten 'Bonder' zwischen den Kontaktflächen auf dem Halter und dem Substrat gespannt. Der Bonder drückt hierbei mit einer Metallnase den Draht auf die Kontaktfläche, die mit Hilfe eines optischen Mikroskops anvisiert wird. Dort verschweißt er den Draht mit der Oberfläche durch einen kurzen Ultraschallimpuls. Die Halterkontaktflächen (siehe Abbildung 3.9) werden, jeweils nach Substratseite getrennt, gemeinsam in einem der beiden mehradrigen Kabel mit dem Aufbau verbunden. Aufgrund der Aufteilung in Strom- und Spannungskabel können die Halterkontaktflächen je nach Seite nur einheitlich mit strom- bzw. spannungsführenden Kontakten auf dem Substrat verbunden werden. Das Bonden selber ist trotz der deutlichen Verbesserung der Haftfähigkeit durch die Titan-Gold-Schicht auf den Topkontakten ein eher unberechenbarer Vorgang, der oft nur durch ständige Änderung der Bondparameter (Andruck der Nase, Länge und Stärke des Ultraschallimpulses, usw.) oder spezielle Verfahren wie Verschmieren der Drahtverbindung während des Ultraschallbondens gelingt. Vermutlich kann die Haftfähigkeit der Drähte durch Veränderung der Titan- bzw. Goldschichtdicken auf den Topkontakten deutlich verbessert werden.

Die leichter zu bondenden Aluminiumdrähte haben sich bei längeren Messungen mit höheren Strömen ($> 45\text{mA}$) als unbeständig erwiesen. Meist haben sich

nach einigen Messungen die gebondeten Verbindungen gelöst. Da die Drähte teilweise auch ohne äußerlich sichtbare Beschädigungen ihre Leitfähigkeit verloren haben, dürfte Oxidation als Ursache angenommen werden. Selbst bei Golddrähten wird jeder Kontakt möglichst mit 3 Drähten kontaktiert, damit die Ströme auf den einzelnen Drähten geringer bleiben.

3.2.4 Messablauf

Bei einem typischen Messablauf wird zunächst manuell die gewünschte Temperatur bzw. das Magnetfeld am PPMS Controller gewählt. Nach Start des Messprogramms (Programm in LabView) legt das Sourcemeter zunächst eine feste Spannung an die Probe an und die Lock-in-Verstärker führen einen Phasenabgleich durch. Die Messfrequenz liegt hierbei bei 7013Hz . Diese Frequenz ist gewählt worden, da sie keine Vielfachen der Netzstromfrequenz von 50Hz besitzt und solche Störungen ausgeschlossen werden können. Dann wird stufenweise je nach festgelegter Schrittweite langsam die ebenfalls festgelegte Maximalspannung U_{max} an die Probe angelegt. Nach jedem Schritt wird der Probenstrom vom Sourcemeter gemessen. Da die Sourcemeterspannung auch an den Zuleitungen bzw. deren Kontaktierungspunkten liegt, wird die wirkliche Probenspannung von einem zusätzlichen Voltmeter nach jeder Spannungsstufe gemessen. Die Lock-in-Verstärker liefern ebenfalls bei jeder Stufe ein Strom-Spannungs-Paar. Die Spannung wird zunächst bis $-U_{max}$, dann bis $+U_{max}$ und schließlich wieder zurück auf $-U_{max}$ geregelt. Dadurch werden alle möglichen Stromwerte von jeweils zwei verschiedenen Richtungen angefahren, was für Messungen von Hysteresen unabdingbar ist. Bei typischen Werten von $U_{max} = 10\text{V}$ und Schrittweiten $\Delta V = 0.05\text{V}$ beträgt die Messdauer etwa 15 Minuten. Dieses Abfahren des Stroms wird als 'Currentsweep' (engl.) bezeichnet. Das Abfahren des Magnetfeldes bei konstantem Gleichstrom wird 'Fieldsweep' (engl.) genannt.

Bei längeren Messreihen wie z.B. den Currentsweeps mit Magnetfeldvariation wird die Skriptfunktion des PPMS Steuercomputers für die Automatisierung verwendet. Über einen weiteren Analogkanal wird ein kurzes $5 - V$ -Spannungssignal gesendet, das den Messaufbau zum Beginn einer Messung veranlasst. Da das PPMS-Steuerungsprogramm keine einfach zu realisierende Möglichkeit bietet, das Ende der Messung zu erkennen, wird eine Warteroutine mit der Dauer einer Messung (vorher bestimmt) inklusive einer kleinen Reservezeit verwendet, bevor der nächste Temperatur- bzw. Magnetfeldschritt eingeleitet wird. Das Startsignal wird vom PPMS erst nach Einpendeln von Temperatur bzw. Magnetfeld gegeben.

3.3 Geräte für Probenpräparation und Probencharakterisierung

3.3.1 Rasterelektronenmikroskop (REM)

Das REM ist in den durchgeführten Experimenten hauptsächlich für die Vermessung und Kontrolle von Pillar- bzw. sonstigen mit Lithographie erzeugten Strukturen verwendet worden. Indirekt ist es auch für das Lithographieverfahren selbst zum Einsatz gekommen (siehe Kap. 3.3.2).

Aufbau Das REM dient primär der topographischen Oberflächenabbildung. Hierzu wird ein fein fokussierter, hochenergetischer Elektronenstrahl rasterförmig über eine Probenoberfläche geführt. Die an der Auftreffstelle durch die Strahl-Probe-Wechselwirkung entstehenden Sekundärelektronen liefern topographische Informationen, die mit einem PC dargestellt werden können. Die für den Strahl benötigten Elektronen stammen im hier verwendeten kommerziellen REM

(Zeiss/LEO 35) von einer Feldemissionskathode. Die Elektronen werden durch den Effekt der Feldemission aus einer ZrO/W-Spitze (Schottky-Emitter-Kathode von FEI) mittels einer Anode herausgelöst. Eine zweite Anode auf Erdniveau beschleunigt schließlich die Elektronen aus der mit der negativen Beschleunigungsspannung U_B geladenen Elektronenquelle. Magnetische Polschuhlin sen (Ringspulenförmige Anordnung um den Strahlengang) bündeln und fokussieren dann den Strahl¹: Eine als Kondensorlinse fungierende Spule bündelt zunächst den Strahl und definiert an einem Schnittpunkt den Brennpunktdurchmesser auf der Probe. Eine zweite Objektivlinse definiert den Fokuspunkt (minimaler Brennpunkt in z -Abhängigkeit). Zwischen Objektivlinse und Probe befindet sich eine Lochblende (Aperturblende) mit wechselbarem Durchmesser ($7,5\mu m$ bis $120\mu m$), die dem dort noch geweiteten Strahlkegel eine scharfe Umrandung gibt.

Beim Auftreffen der Elektronen auf die Probenoberfläche werden Sekundärelektronen mit geringer Energie im Bereich einiger eV erzeugt. Diese können leicht mit einem kleinen Feld zu einem Elektronendetektor gezogen werden, ohne den Strahl der hochenergetischen Elektronen zu stören. Die kleinen Energien der Sekundärelektronen haben auch eine kleine Austrittstiefe in der Probe zur Folge. Sie kommen bei Metallen nur aus einer Tiefe von etwa $5nm$. Da Oberflächen, die schräg zum einfallenden Strahl liegen, deutlich mehr Oberfläche im Strahl haben, werden dort mehr detektierbare Elektronen emittiert. Hohe Signalpegel deuten also am Detektor auf Kanten/ niedrige auf Flächen hin. Da der Strahl mit Ablenkspulen über die Probe geführt wird, kann ein PC aus den Signalpegeln eine Topographie der Probe darstellen.

Die Vorteile gegenüber einem klassischen, optischen Mikroskop ist die sehr hohe Tiefenschärfe und die wesentlich höhere maximale Auflösung (hier bis zu $1,5nm$ bei $15kV$ [54]) der kurzwelligen, hochenergetischen Elektronen.

¹Durch magnetische Divergenz in Richtung optische Achse

3.3.2 Elektronenstrahlolithographie

Dieses Verfahren ermöglicht die gezielte Strukturierung von Objekten im Nanometerbereich. Bei der Elektronenlithographie werden gezielt mit speziellen Photolacken beschichtete Oberflächenabschnitte eines Substrats belichtet. Dadurch verändert sich der molekulare Aufbau der Lacke so, dass sie entweder deutlich leichter (Positiv-Resist) oder schwerer (Negativ-Resist) löslich in einem Entwickler sind. Somit können gezielt einzelne Lackbereiche herausgelöst oder stehengelassen werden.

Für die gezielte Belichtung steuert ein externer Lithographiecontroller (Raith/Elphy Plus Version 4.0) mittels eines Skriptes die Ablenkspulen des Elektronenstrahles so, dass nur gewünschte Probenstellen mit einer festen Flächen- oder Punktdosis belichtet werden. An Stellen, an denen nicht belichtet werden soll, wird bei dem hier verwendeten RAITH-System der Strahl von einem speziellen Kondensator ('Beam-Blanker') elektrostatisch so stark abgelenkt, dass er von der Aperturlochblende vollständig aufgefangen wird.

Die zu schreibenden Strukturen werden in CAD-Dateien ähnlichen Datensätzen (GDSII-Format) erstellt. Das Raith-Streuerprogramm füllt diese Strukturen dann für die Belichtung durch Polygone aus und fährt sie jeweils einzeln ab. Bei diesem Verfahren ('Vector Scan') wird der Strahl nur über die zu belichtenden Stellen und nicht rasterförmig über den ganzen Schreibbereich gefahren. Über die zu belichtenden Flächen wird ein Punktraster mit einstellbaren Abständen (stepsize s) gelegt. Bei der Belichtung werden die innerhalb der Polygone liegenden Punkte mit einer Belichtungszeit t_{dwell} belichtet. Flächen werden also durch Punktbelichtungen ('gaussian mode²') mit der Flächendosis D_{Area} zusammengesetzt. Bei den hier verwendeten Pillars ist nur eine Punktbelichtung mit der Dosis D_{dot} notwendig.

$$D_{Area} = \frac{I_{Beam} \cdot t_{dwell}}{s^2} \quad D_{dot} = I_{beam} \cdot t_{dwell} \quad (3.1)$$

Die endliche Abblendzeit des Beam-Blankers liefert eine minimal mögliche Punktbelichtungszeit. Um beliebig kleine Dosen realisieren zu können, muss der Strahlstrom z.B. durch kleinere Aperturen oder kleinere Spannungen verringert werden.

Flächenbelichtung Insbesondere bei Flächenbelichtungen spielt die Writefieldgröße eine große Rolle. Dies ist der Bereich, der bei einer Belichtung ohne Verschiebung des Probenstückes (Stage) nur durch Bewegung des Strahles abgedeckt werden kann. Die Fläche (Standard: $100\mu m \times 100\mu m$) ist durch die Software in 65536^2 Punkte (x- und y-Richtung) unterteilt. Diese Unterteilung ('grain size') limitiert die Stepsize nach unten. Es müssen jeweils mindestens 5 Punkte in jeder Richtung der Struktur zu finden sein, damit die Punktbelichtung innerhalb der Flächen die Flächenform nicht verformt. Sehr feine Strukturen können also nur mit kleinen Writefields geschrieben werden und damit nicht großflächig

²wegen gaußförmiger Dosisverteilung

auf die Probe gebracht werden ohne den Probenstisch für ein neues Writefield zu verschieben. Dies wiederum führt zu Abgleichproblemen zwischen den verschiedenen Abschnitten. Da die Strahlführung magnetisch erfolgt, müssen hysteresische Effekte und Schwingungen beim Einstellen der Strahlkorrektur beachtet werden. Vor Beginn jeder Polygonbelichtung wird die 'settling time' $t_{settling}$ abgewartet, damit der Strahl sich stabilisieren kann. Eine Zeit von $t_{settling} = 5ms$ ist ein typischer Wert, bei dem keine Schwankungen erwartet werden. Innerhalb der Polygone wird die 'Strahlgeschwindigkeit' definiert:

$$v_{beam} = \frac{s}{t_{dwell}} \longrightarrow v_{beam} = \frac{I_{beam}}{s \cdot D_{area}} \quad (3.2)$$

Da die magnetischen Linsen den Strahl an jedem Punkt stoppen müssen, begrenzt ihre Trägheit die Strahlgeschwindigkeit. Beim hier verwendeten REM sollte $v_{beam} \leq 5 \frac{mm}{s}$ gelten, weil sonst insbesondere bei feinen Strukturen inhomogene Belichtungen auftreten. Für die Geschwindigkeitsverringerng kann entweder die Stepsize erhöht oder (insbesondere bei feinen Strukturen) der Strahlstrom I_{beam} durch z.B. kleinere Aperturen verringert werden.

3.3.3 Bedampfanlagen für die Schichtdeposition

Ultra-Hochvakuum-Anlage (UHV)

Die hier verwendete UHV-Anlage verfügt über eine Schleusenkammer und, durch Schleusen getrennt, über je eine Kammer für Sputterdeposition und Elektronenstrahlverdampfung (Hauptkammer). Die Kammern werden über drei einzelne Turbomolekularpumpen evakuiert, so dass sowohl schnelle Probenwechsel als auch niedrige Drücke im Bereich von $10^{-10}mbar$ erreicht werden können. Ein an die Hauptkammer angeschlossenes Quadropolmassenspektrometer erlaubt auch während des Bedampfens eine Restgasanalyse. Die Probe wird für den Einbau mitsamt des umgebenden Maskenstapels auf einen Probenträger geschraubt. Hierbei handelt es sich um einen speziell geformten Kupferblock, der mit der Transferstange aus der Schleusenkammer in die Hauptkammer geschoben und dort in ein Halterungssystem eingebracht wird. Der Kupferblock sorgt durch seine Wärmekapazität für stabile Temperaturen auf der Probe während des Bedampfens. Durch ein Heizfilament bzw. eine Stickstoffkühlung im Halterungssystem kann der Block auf Temperaturen zwischen 80 und 650K gebracht werden.

Bedampfungsmechanismus Als Verdampfer stehen zwei Elektronenkanonen mit jeweils 4 Materialtiegeln zur Verfügung. Auch ist gleichzeitiger Betrieb der Kanonen und damit das Aufwachsen von Materialgemischen möglich. Die Kanonen bilden zusammen mit den Mehrfachtiegeln einen zusammenhängenden Aufbau (Thermionics, Abb. 3.10(b)). Die aus einem geheizten Wolframfilament emittierten Elektronen werden mit einer Beschleunigungsspannung von etwa 4000V auf das Aufdampfmaterial geschossen. Dieses wird dadurch bis zum Verdampfen erhitzt. Ein Magnetfeld lenkt schließlich die Elektronen auf

eine Kreisbahn, so dass die Filamente außerhalb des Bedampfungskegels unterhalb der Tiegel liegen und vor Bedampfung geschützt sind. Um ein bestimmtes Bedampfungsmaterial auszuwählen, wird der gewünschte Tiegel auf einer Schiene unter den Strahl geschoben. Der sehr kleine Verdampfungsbereich ist daher für alle Materialien gleich. Eine Ausrichtung des Probenhalters genau senkrecht über diesem Bereich verhindert Abschattungseffekte beim Bedampfen z.B. durch Maskenränder. Zwei Metallklappen (Shutter) öffnen bzw. blockieren den Materialstrom zwischen Verdampfer und Probe. Ein nahe am Verdampfer liegender Shutter wird manuell bedient, ein zweiter, nahe der Probe liegender, kann von einem Linearmotor gesteuert werden. Durch langsames Verfahren des Shutters können so Keil- bzw. Stufenstrukturen (der Schichtdicken) auf einer Probe realisiert werden. Die Schichtdicke wird von einem Schwingquarz (Inficon XTC/2) gemessen. Die Veränderung der Eigenschwingfrequenz durch die aufgedampften Schichten liefert hierbei die gewünschten Dicken- und Rateninformationen. Da der Schwingquarz in etwa auf halber Strecke zwischen Verdampfer und Probe liegt, muss mit einem Umrechnungsfaktor (Toolingfaktor) für jedes Element das Verhältnis aus aufgedampftem Material auf dem Quarz und der Probe bestimmt werden. Hierfür dient als Referenz ein zweiter Quarz, der beim Kalibrieren direkt an die Position der Probe gefahren werden kann. Dadurch entfallen umständliche Schichtdickenmessungen für die Kalibrierung. Die Verdampfungsrate kann durch den Filamentstrom und der daraus resultierenden Stärke des Strahlstromes geregelt werden. Die Stabilität des Filaments begrenzt den maximal extraktierbaren Elektronenstrahlstrom auf etwa 750mA . Materialien mit hoher Wärmeleitung wie Kupfer können hierbei zu viel Wärme an die wassergekühlte Tiegelhalterschiene abgeben, so dass nur geringe Bedampfungsraten möglich sind. Um den Wärmekontakt zu verringern, müssen entweder kleinere Materialmengen oder Abstandhalter zwischen Tiegel und Halterschiene³ verwendet werden.

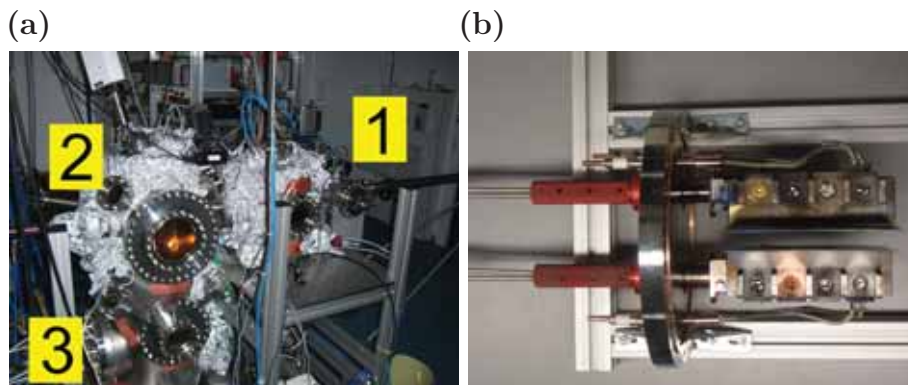


Abbildung 3.10: (a) UHV-Anlage: (1: Schleuse, 2: Hauptkammer, 3: Elektronenkanone) (b) Flansch mit beiden Elektronenstrahlverdampfern (ausgebauter Zustand). In der Aufsicht sind die 8 Materialtiegel auf der Vakuumseite (rechts) zu erkennen.

³Sinnvoll, weil damit häufiges Öffnen der Vakuumkammer zum Nachlegen vermieden wird.

Hochvakuum-Anlage (HV)

Für dickere Schichten (Gold und Titan im Bottomkontakt bzw. Kupfer im Topkontakt) werden große Mengen an Verdampfungsmaterial benötigt. Das Aufdampfen dieser Schichten erfolgt daher in einer kommerziellen Hochvakuumkammer (BAE 250, Balzers Union), weil dort die benötigte Menge an Aufdampfmaterial beim Probeneinbau jeweils mit in die Kammer eingebaut wird. Der minimal erreichbare Druck beträgt in der Kammer etwa 10^{-7} mbar nach ca. 12 Stunden Abpumpzeit. Das im Vergleich zur UHV-Anlage schlechtere Vakuum und die daraus resultierenden Fremdatome beim Bedampfen können in diesen Kontaktierungsschichten in Kauf genommen werden. Zum Verdampfen stehen zwei thermische Verdampfer zur Verfügung, in die verschiedene Verdampfungsquellen (Schiffchen) je nach Verdampfungsmaterial eingebaut werden können. Diese Schiffchen werden mittels eines angelegten Stromes durch ohmsche Wärme bis zum Verdampfen des innenliegenden Materials erwärmt. Durch Variation des Heizstromes können sehr hohe Raten $> 1 \text{ nm/s}$ erreicht werden. Für die hier verwendeten Materialien werden Wolframschiffchen unterschiedlicher Dimensionen verwendet. Die Schichtdickenmessung während des Bedampfens erfolgt über einen kommerziellen Schwingquarz. Bei großen Schichtdicken ($> 30 \text{ nm}$) wird stattdessen ein selbst konstruierter, gröber messender Schwingquarz verwendet. Die Kontrolle der Bedampfungszeit erfolgt durch einen einfachen Drehshutter. Da beim Aufbringen der dicken Kupferschicht der Topkontakte ($\approx 500 \text{ nm}$) aufgrund starker Wärmeentwicklung Haftungsprobleme aufgetreten sind, wird ein großzügig dimensionierter Probenträger aus Kupfer verwendet. An diesen kann die Bodenplatte des Maskenstapels große Mengen Wärme ableiten.

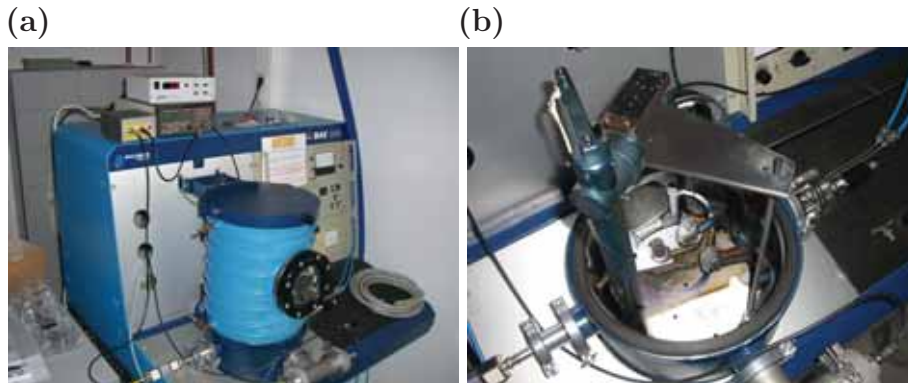


Abbildung 3.11: (a) HV-Anlage geschlossen und (b) geöffnet: Im oberen Bereich ist der Probenträger zu erkennen. Die Schraubungen erlauben Installationen in verschiedenen Positionen um Abschattungen zu verringern.

3.3.4 Atomic Force Microscope (AFM)

Das AFM dient unter anderem der topographischen Abbildung von Oberflächen bei atomarer Auflösung. Es ist im Rahmen dieser Arbeit zur Rauigkeitsbestim-

mung für verschiedene Parameter des Schichtwachstums eingesetzt worden. Für die Abbildung einer Oberfläche wird beim AFM eine sehr feine, harte Spitze an einer Feder (Cantilever) rasterförmig über die zu untersuchende Probenoberfläche geführt. In der Regel wird dazu der Probenhalter durch Piezoelemente unter der Nadel bewegt. Ein vom Cantilever reflektierter Laser mit relativ langem Lichtweg wird auf einem ortssensitiven Lichtdetektor gemessen, wodurch er kleinste Cantileverauslenkungen verstärkt. Aus der Auslenkung kann, je nach wirksamer Kraft, auf die topographische Beschaffenheit der Probe geschlossen werden. Im 'Contact Mode' liegt die Spitze direkt auf der Probe auf, so dass die Abstoßung der Elektronenorbitale die dominierende Wechselwirkung bildet. Größere Auflösung bietet der 'Non Contact Mode' bei dem die Spitze in sehr geringem Abstand über die Oberfläche geführt wird und bei chemisch homogenen Proben nur durch die abstandsabhängigen Van-der-Waals-Kräfte ausgelenkt wird. Beim so genannten 'tapping mode' wird die frei schwebende Spitze durch externe Anregung (Piezokristall) in Eigenschwingung versetzt. Dabei können die Änderungen der Frequenz und Amplitude der Schwingung durch die Van-der-Waals-Kräfte bei Annäherung als Auslenkungssignal verwendet werden. Einen weiteren Unterschied in den Messmodi ergibt sich durch die Weiterverwendung des Auslenkungssignals. Im 'constant force mode' wird die Höhe des Probenhalters durch das Auslenkungssignal so nachgeregelt, dass der Abstand zwischen Probenoberfläche und Nadel bzw. die Größe der wirksamen Kraft konstant bleibt. Ohne das aufwändige Regelverfahren bleibt der Probenhalter in konstanter Höhe ('constant height mode'). Dies schränkt insbesondere bei topographisch unebenen Proben das maximale Messfeld deutlich ein, da der Cantilever nicht beliebig verbogen werden bzw. im 'non contact mode' auf die Oberfläche aufschlagen kann. Dafür vervielfacht sich die maximal mögliche Abtastgeschwindigkeit. Für die Oberflächenrauheitsmessungen dieser Arbeit wurde der 'tapping mode' mit 'constant force' verwendet.

3.3.5 Profilometer (DekTak)

Mit einem Profilometer können Höhenunterschiede von einigen Nanometern auf makroskopischen Proben bestimmt werden. In dieser Arbeit sind sowohl Metallschichtdicken für Toolingfaktoren (für HV-Schwingquarze) als auch PMMA-Lackschichtdicken bestimmt worden. Für die Messung zieht das Gerät mit konstantem Andruck von einigen mg eine dünne Nadel mit einem Spitzendurchmesser von etwa $1\mu m$ über die zu betrachtende Oberfläche. Die Nadel ist über einen Hebel mit einer drucksensorischen Piezokeramik verbunden, die dadurch eine topographische Höhenlinie liefert. Die horizontale Auflösung wird durch die Nadeldicke begrenzt. Da die Justierung mit einem optischen Mikroskop erfolgt und durch verschiedene Andruckkräfte sowohl harte als auch weiche Materialien zerstörungsfrei messbar sind, eignet sich das Profilometer besonders gut zum Vermessen von Metallfilm- bzw. Lackschichtdicken an klar definierten Schichtstufen.

KAPITEL 4

Experiment Teil I: Charakterisierung der Proben und der Probenpräparation

Die Probendimension im Nanometerbereich stellt große Anforderungen an die Probenpräparation, da kleine Strukturfehler nicht mehr durch schiere Größe des Probensystems herausgemittelt werden. Reproduzierbarkeit ist in dieser Größenordnung ein großes Problem. Daher ist es notwendig die Pillarstrukturen genau zu charakterisieren um die Transportmessungen an den Pillars in Kapitel 5 besser bewerten zu können. Im ersten Experimententeil werden daher die Ergebnisse der Probencharakterisierung (z.B. Form, Größe, Grenzflächenrauigkeit) vorgestellt. Die Charakterisierung dient außerdem der Untersuchung und ständigen Verbesserung des Präparationsverfahrens. Bei diesem neuartigen Verfahren sind weniger Prozessschritte als bei anderen Herstellungsverfahren notwendig. Üblicherweise werden auch die Kontaktierungen mit einem Lithographieverfahren erzeugt. Hier ist nur noch ein komplexer Lithographieschritt nötig, dem daher bei der Charakterisierung besondere Aufmerksamkeit entgegengebracht wird. Am Ende dieses Kapitels wird schließlich auch die geplante Weiterentwicklung des Verfahrens durch den Einsatz eines Negativ-Photoresists vorgestellt.

4.1 Grenzflächenrauhigkeit und Kristallstruktur des Bottomkontakts

Wie z.B. in [55, 56] erläutert, verringern eine große Grenzflächenrauhigkeit und Kristallfehler im magnetischen Schichtsystem die Homogenität der Magnetisierung und damit die Amplitude des GMR-Effektes. Zunächst soll hier das erwartete Wachstumsverhalten dargestellt werden. Im Anschluss folgen Rauigkeitsmessungen des Bottomkontakts. Die Rauigkeit des Bottomkontakts sollte so gering wie möglich gehalten werden, da der Pillar direkt auf diesem aufwächst und sich die Grenzflächenrauhigkeit durch den Stapel fortsetzt.¹ Für die Untersuchung des Bottomkontakts sind Schichtdicken und Aufdampfzeiten der Bottomkontaktmaterialien Titan und Gold variiert worden. Als Maß für die Rauigkeit wird die Standardabweichung der Topographie (root mean square, **RMS**) von der mittleren Höhe angegeben.

$$R_{RMS} = \sqrt{\sum_i^N \frac{(Z_i - \bar{Z})^2}{N}} \quad \bar{Z} = \sum_i^N Z_i / N \quad (4.1)$$

Diese Art der Rauigkeit gibt zwar die hier besonders wichtige vertikale Rauigkeit an, berücksichtigt allerdings nicht die horizontale Rauigkeit. Für deren Betrachtung werden daher jeweils Scanausschnitte ($500nm \times 500nm$) gezeigt.

4.1.1 Titan (Variation der Aufdampfzeit)

Das thermisch oxidierte Siliziumsubstrat bildet mit seiner amorphen Oberfläche keine strukturgebende (epitaktische) Unterlage, so dass das Titan in Eigenstruktur aufwachsen kann. Andere Arbeiten an der verwendeten HV-Anlage zeigen eine starke Oxidation des hier thermisch verdampften Titans (Erreichen von Isolatoreigenschaften). Es sollte daher angenommen werden, dass sich ein nahezu amorpher Titanoxidfilm bildet. Dies ist nicht problematisch, weil das Titan nur als Haftfilm fungiert und durch das Gold von der eigentlichen Probe getrennt ist. Vorhergehende Rauigkeitsmessungen bei verschiedenen Schichtdicken [9] haben eine Zunahme der Rauigkeiten mit wachsender Schichtdicke gezeigt. Die Schichtdicke des Titans ist daher von Beginn an möglichst dünn ($3nm$) gewählt worden.

¹In REM-Aufnahmen von Pillars ohne PMMA und Topkontakt (z.B. in Abbildung 4.11) ist die Oberflächenrauhigkeit des Bottomkontakts zu erkennen. Die darauf aufgedampften Pillars (bestehend nur aus einer ca. $30nm$ dicken Kupferschicht) zeigen deutlich die Fortpflanzung der Rauigkeit.

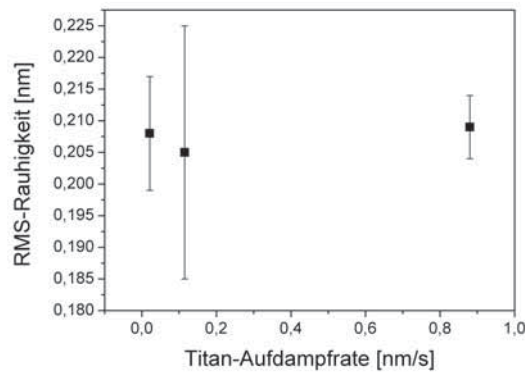
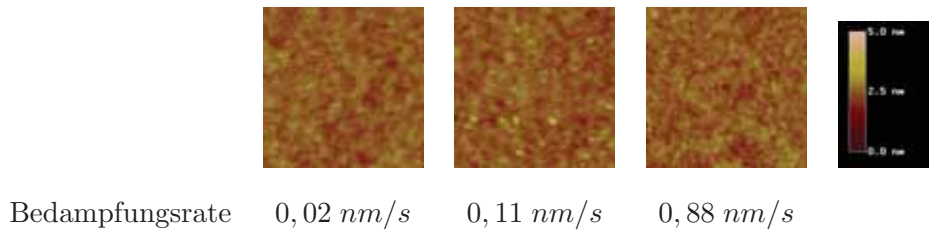


Abbildung 4.1: RMS-Rauhigkeit eines 3nm dicken Titanfilms in Abhängigkeit von der Aufdampfrate

Da nur eine 3nm dicke Titanschicht betrachtet worden ist, sind in Abbildung 4.1 keine signifikanten Rauigkeitsunterschiede bei unterschiedlichen Raten zu erkennen. Schnelles Bedampfen dürfte allerdings zu einer Verringerung der Oxidation führen.

4.1.2 Gold (Variation von Schichtdicke und Aufdampfrate)

Der Goldfilm sollte besonders flach sein und als epitaktische Unterlage eine möglichst einheitliche kristalline Orientierung (grobe Kornstruktur) zeigen. Beim Aufdampfen auf einen amorphen Untergrund wächst Gold flächenzentriert (fcc) mit der dichtgepacktesten (111)-Ebene als Oberfläche auf². Als Wachstumsmode³ liegt dreidimensionales Inselwachstum vor. Kleine, dreieckige Keimkristalle wachsen dabei zu einem polykristallinen Film unterschiedlicher Orientierungen zusammen. Unebenheiten werden durch das ausgeprägte dreidimensionale Wachstum eher verstärkt als geglättet, was bei zunehmender Schichtdicke auch eine zunehmende Rauigkeit zur Folge hat. (Abbildung 4.2)

²Erläuterung der Kristallographie: z.B. [24]

³Wachstumsmoden: z.B. [57]

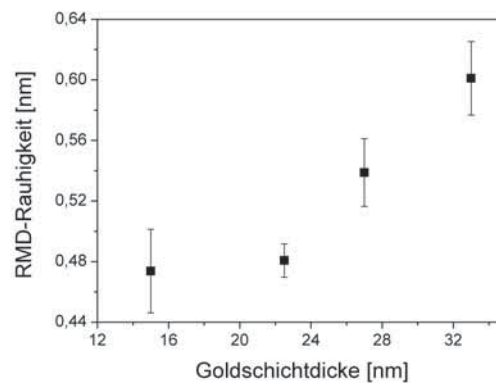
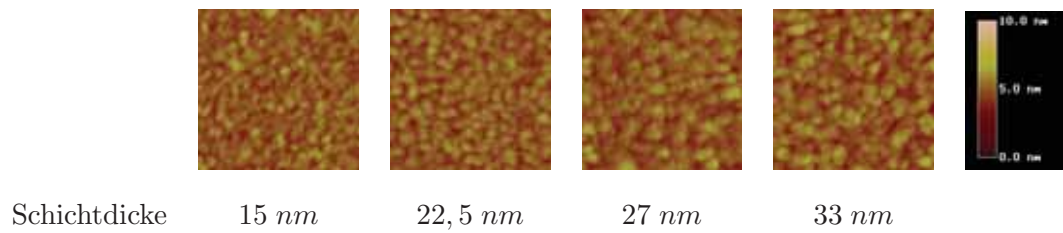


Abbildung 4.2: RMS-Rauhigkeit von Goldfilmen verschiedener Schichtdicken (auf 3nm Titan). Die verschiedenen Schichtdicken sind mit etwa gleicher Rate von 0,09nm/s aufgetragen worden.

Höhere Aufdampfzeiten sorgen für eine Erhöhung der Keimzahldichte, so dass es zu einer Verfeinerung der polykristallinen Struktur und Verringerung der Oberflächenrauigkeit kommt. Diese Verringerung der Rauigkeit ist in Abbildung 4.3 zu erkennen.

Verbesserungen Eine höhere Substrattemperatur während des Bedampfens erleichtert die Oberflächendiffusion der adsorbierten Goldatome, so dass sie mehr Zeit haben, bestehende Keime zu finden. Das Schichtwachstum wird durch wenige, aber schneller wachsende Kristalle gebildet und hat einen grobkörnigeren Film zur Folge. Die Rauigkeit ist allerdings wegen der einzelnen Inseln vergrößert. Die Kristallstruktur kann auch durch Anlassen nach dem Bedampfen (z.B. 150°C für 30 min. [58]) so verbessert werden, dass monokristalline Körner mit atomar flachen Oberflächen in der Größenordnung des angestrebten Pillarsystems gebildet werden.

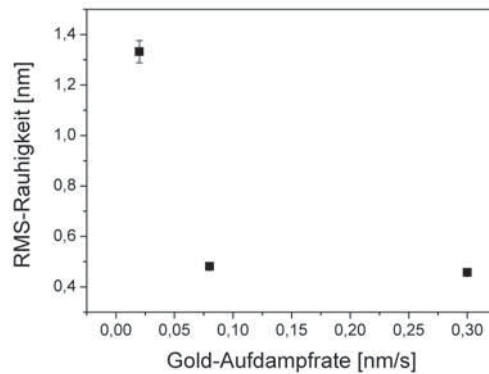
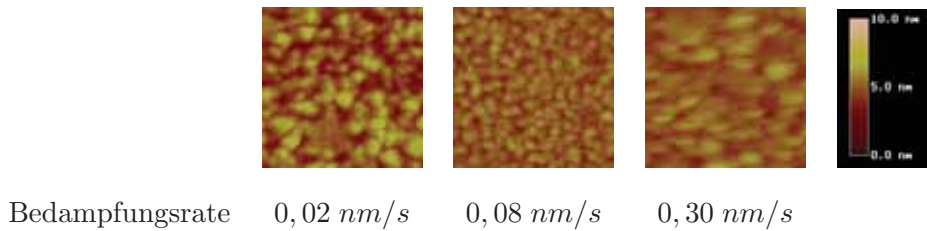


Abbildung 4.3: RMS-Rauhigkeit von Goldfilmen verschiedener Aufdampfzeiten (auf 3nm Titan). Es ist eine konstante Schichtdicke von 22nm betrachtet worden.

4.1.3 Kupfer und Kobalt

Trotz eines großen Gitterparameterunterschieds ($a_{Cu} = 2,56\text{\AA}$ bzw. $a_{Au} = 2,88\text{\AA}$) kann Kupfer (fcc) epitaktisch auf der (111)-Goldoberfläche aufwachsen [58]. Kobalt hat zwar einen dem Kupfer sehr ähnlichen Gitterparameter ($a_{Co} = 2,51\text{\AA}$), dafür aber bei Raumtemperatur eine hexagonale (hcp)-Kristallstruktur. Auf einer (111)-Kupferoberfläche können dünne Kobaltfilme (wenige nm) auch mit (fcc)-Gitter erzeugt werden (z.B. [59]). Das Kobaltkristallgitter muss dafür allerdings verspannt werden [60]. Daher beginnen bei dickeren Kobaltschichten Teile der Schicht sich wieder in (hcp)-Struktur anzuordnen. Auf darüberliegenden Kupferschichten kommt es dann zur Bildung von (fcc)-Bereichen unterschiedlicher Ausrichtung [59]. Diese Stapelfehler verringern zwar Verspannungen, aber ebenfalls den GMR-Effekt [61]. Kobalt wächst auf Kupfer als dreieckige (meist doppellagige) Inseln auf [62]. Da die Kobaltatome zur Anlagerung an oberen Kantenabschnitten der Unterlage neigen [62], werden rauhe Oberflächen eher vergrößert, was die Wichtigkeit glatter Unterschichten verdeutlicht. Auch beim Inselwachstum des Kobalts führt eine Temperaturerhöhung zu mehr Oberflächendiffusion und einer Verringerung der Keimdichte. Da die Inseln fast ausnahmslos nur doppellagig sind, ergibt sich schon bei 150°C Substrattemperatur während des Bedampfens nahezu ein Lagenwachstum [63]. Dies ermöglicht eine einheitlichere Kristallstruktur der (fcc)-Kobaltschichten

mit weniger Verspannungen und besseren magnetischen Eigenschaften. Wegen der mangelnden Temperaturstabilität des PMMAs kann die mögliche Verbesserung der Kristallstruktur mit dem vorliegenden Probensystem nicht untersucht werden. Auch sind Ratenvariationen nicht durchführbar, da wegen Haftungsproblemen (siehe Haftungsprobleme 4.4.1) nur die maximalen Bedampfungsraten des UHV-Bedampfungssystems verwendet werden können.

4.2 PMMA-Schicht

Für exakt reproduzierbare Pillarformen ist eine die ganze Probe bedeckende homogene PMMA-Schicht erforderlich. Nach dem Aufspinnen des Photolacks haben sich leichte Schlieren gezeigt, die auf Schichtdickenunterschiede in Folge der nicht exakt drehsymmetrischen Substratform hindeuten. Eine Schichtdickenvermessung (Abbildung 4.4) nach dem Ausbacken mittels des Dektaks hat allerdings eine relativ homogene Schichtdicke sowohl auf dem Substrat, als auch auf dem immerhin ca. $28nm$ hohen Bottomkontakt gezeigt.

	99(3)	95(4)
	100(2)	92(3)
	105(4)	103(3)
	119(2)	104(5)

Abbildung 4.4: Skizze der Vermessung von Lackschichtdicken des PMMAs (Spin-Coater: 60s bei 2000 U/min) an relevanten Punkten mit dem Dektak (Angaben in nm)

4.3 Lithographieschritt (Positiv-Resist)

Der Belichtungsprozess der Pillars hat wesentliche Auswirkung auf deren Form und Größe. Einige dabei relevante Parameter sollen hier untersucht werden. Dabei wird hauptsächlich der Pillardurchmesser betrachtet. Um diesen mit dem REM vermessen zu können, werden Versuchsproben mit gleicher Konfiguration (them.ox. (100)-Silizium-Substrat mit Titan- /Goldfilm) wie die späteren Proben für die Transportmessungen verwendet. Nach der Entwicklung der mit Punktfeldern belichteten Proben wird allerdings nur eine dünne Kupferschicht (ca. $30nm$) aufgedampft und dann der PMMA mit Aceton als Lösungsmittel entfernt (Liftoff-Verfahren). Dabei wird auch sämtliches Kupfer auf dem PMMA entfernt und nur das Kupfer am Boden der Pillarlöcher bleibt auf dem Substrat zurück. Dies ermöglicht ein Vermessen der späteren Pillardurchmesser.

Belichtungsprozess des PMMA (Positiv-Resist)

Bei der Belichtung treten im PMMA hauptsächlich anelastische Vorwärtsstreuungen der Strahlelektronen an den Elektronen der PMMA-Moleküle auf. Da die Vorwärtsstreuung kleinwinkelig ist, wird der Strahl ab der Eintrittsstelle leicht kegelförmig aufgeweitet. Dies führt bei der Entwicklung zu einer Unterhöhnung der Pillarränder (Undercut, siehe Abb. 4.9). Die dabei zahlreich aus den äußeren Atomhüllen geschlagenen Sekundärelektronen haben zwar nur geringe Energien im Bereich von einigen eV, diese reichen allerdings aus, die kovalenten $C - C$ bzw. $C - O$ Bindungen in den PMMA Molekülen aufzubrechen.

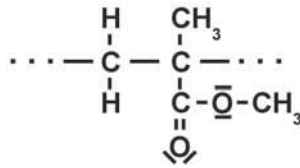


Abbildung 4.5: Strukturformel des PMMAs. Abgebildet ist ein Methylmetaacrylatmolekül, aus dessen Verkettung sich das PMMA bildet. Das Molekülgewicht des hier verwendeten PMMAs beträgt im Mittel 950 kmol, was etwa 10.000 dieser Moleküle entspricht.

Da ein Strahlelektron mehrere Sekundärelektronen erzeugt und für den Wirkungsquerschnitt (damit auch die mittlere freie Weglänge) der Elektron-Elektron-Wechselwirkung nach Rutherford [64] $\sigma_{\text{wirk}} \propto 1/E_{\text{kin}}$ gilt, sind hauptsächlich die energiearmen Sekundärelektronen für das Aufbrechen der sehr langkettigen PMMA-Moleküle verantwortlich. Ihre Reichweite von ca. 10nm limitiert auch die minimal mögliche Belichtungsauflösung auf etwa 20nm^4 . Maximale Auflösung ist nur im Bereich der minimal nötigen Dosis (Clearing Dose) D_c zu erreichen. Die einfallenden Elektronen erzeugen wegen ihrer hohen Energie und dem geringen Energieverlust der Einzelstreuungen auf der gesamten Flugbahn durch den PMMA gleichmäßig Sekundärelektronen. Diese wiederum verringern über die gesamte Bahn die mittlere Moleküllänge. Die Schichtdicke spielt praktisch keine Rolle, denn die Sekundärelektronen werden proportional zur Schichtdicke erzeugt. Diese Proportionalität hängt allerdings vom Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{wirk}} \propto 1/E_{\text{kin}}$ der einfallenden Elektronen ab. Bei geringerer Beschleunigungsspannung werden bei gleicher Dosis mehr Sekundärelektronen erzeugt und damit steigt die Sensitivität des Photolacks. (siehe Kap. (4.3.4) bzw. Abbildung 4.13) Ein großer Kontrast hat schärfere Kanten und bessere Auflösung zur Folge. PMMA besitzt im Vergleich zu anderen Photolacksystemen einen hohen Kontrast. Da die Strahlelektronen bei den normalerweise verwendeten Spannungen von 10 bis 20 kV und Photolackdicken von höchstens einigen 100nm größtenteils in das Substratmaterial unter dem PMMA eindringen, können einige von dort wieder zurückgestreut werden (Abb. 4.7). Die im Substrat vorher ebenfalls erzeugten Sekundärelektronen haben nur Reichweiten von einigen Nanometern, spielen somit bei der Belichtung kaum eine Rolle. Elastisch unter

⁴Limit durch de Broglie: $\approx 0,5\text{nm}$, durch Moleküllänge des PMMA: $\approx 5 - 10\text{nm}$

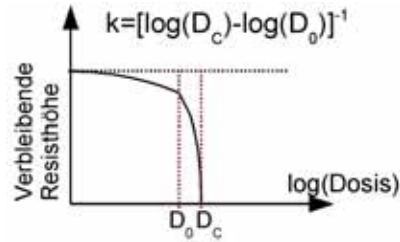


Abbildung 4.6: Definition des Kontrastes k beim Fotoresist. Als D_C ist hierbei die Clearing Dose (minimal zur vollständigen Belichtung notwendige Dosis) und D_0 die Dosis, bei der gerade noch keine Entwicklung sichtbar ist.

großen Winkeln von Substratatomkernen rückgestreute Elektronen können das PMMA erneut durchqueren. Dabei können sie dort mit Sekundärelektronen aus Vorwärtstreuungen einen Beitrag zur Belichtung liefern. Die Wahrscheinlichkeit für Rückstreuung nimmt stark ab mit Streuwinkeln gegen 180° , weshalb dadurch eher Bereiche in einiger Entfernung ('proximity effekt') vom Strahleneintritt belichtet werden. Bei der Einzelpunktbelichtung ist dieser Effekt gewünscht, bei Flächenbelichtung stellt er ein Problem dar. Benachbarte Belichtungspunkte in den Flächen liefern sich mit dem Proximityeffekt jeweils eine zusätzliche Belichtungs-dosis. Punkte am Rand haben weniger belichtete Nachbarpunkte und damit eine geringere Dosis als Punkte in der Flächenmitte. Dies hat im Extremfall Unterdosierung der Flächenränder zur Folge. Um eine homogen verteilte Belichtungs-dosis zu erhalten, muss per Software (z.B. Proximity Correction Packet, RAITH GmbH) eine komplexe Korrektur der Belichtungsdaten durchgeführt werden.

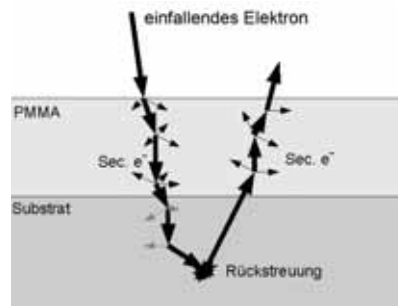


Abbildung 4.7: Skizze des Strahlenganges eines einfallenden Elektrons durch den PMMA mit anschließender Rückstreuung

Negativ-Resist Für Negativphotolacke gilt im Prinzip alles oben Beschriebene. Bei diesem Lacktyp dominiert hingegen bei der Belichtung die Erzeugung von Crosslinkverbindungen zwischen den vorliegenden leichtlöslichen, kurzen Polymermolekülen. Damit nimmt die Kettenlänge in belichteten Bereichen im Mittel zu, so dass die Löslichkeit dort verringert wird. Bei einer Entwicklung bleiben daher die belichteten Lackbereiche auf dem Substrat zurück.

4.3.1 Variation der Belichtungs dosis

Die Pillars werden in diesem Präparationsverfahren als Punkte mit einer Dosis von $0,075\text{pAs}$ geschrieben. Das bedeutet, dass der Elektronenstrahl unbewegt nur auf den Mittelpunkt des zukünftigen Pillars gehalten wird, bis mit dem Strahlstrom die gewünschte Ladung deponiert wurde. Der Kern des Pillars wird somit von den Sekundärelektronen der einfallenden Elektronen belichtet, das Umfeld dagegen mit steigender Dosis von denen der zurückgestreuten Elektronen (durch Proximityeffekt). In Abbildung 4.8 ist die Abhängigkeit des Pillardurchmessers von der Belichtungs dosis zu erkennen.

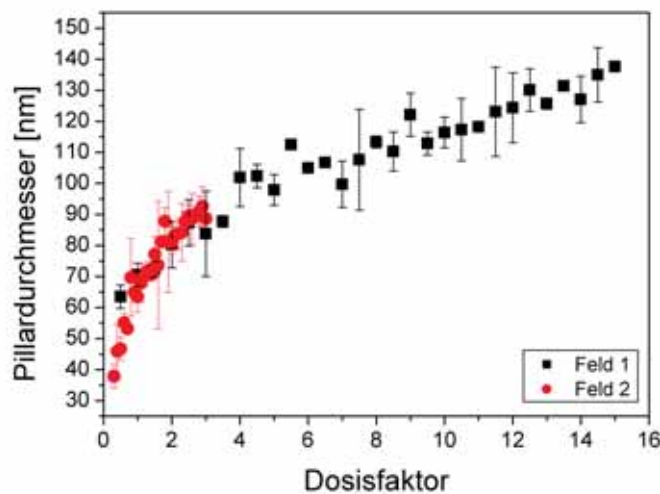


Abbildung 4.8: Pillardurchmesser in Abhängigkeit der Belichtungs dosis. Die Belichtungs dosis ist als Vielfache der Standarddosis $0,075\text{pAs}$ dargestellt.

Im Bereich sehr kleiner Dosen spielen die seltenen Rückstreuelektronen noch keine Rolle. Der Durchmesser wächst schnell mit steigender Dosis da die Sekundärelektronen ausgehend vom aufgeweiteten Strahlkegel diesen immer mehr vergrößern können. Sie besitzen allerdings nur eine mittlere Reichweite von 10nm , wodurch sie bei höheren Dosen kaum zu weiterer Radiusvergrößerung beitragen können. Es tritt eine Art Sättigung auf und nur noch die bei höheren Dosen zahlreicher werdenden Rückstreuelektronen tragen zum Radiuswachstum bei. Dies ist in dem Abknicken der Steigung zu erkennen. Mit Hilfe einer Bruchprobe kann mit steigender Dosis die Abweichung der Pillarform vom ursprünglichen Kegel bei kleinen Dosen gezeigt werden: Abbildung 4.9. Weil auch die rückgestreuten Elektronen nicht beliebig weit vom Einfallpunkt den Lack belichten können, wird der Durchmesser sich mit steigender Dosis einem Maximum annähern. Bei gut fokussiertem Strahl ist dieser maximale Durchmesser bei etwa 200nm zu erwarten. [65].

Da die Belichtung mehrere Millimeter von dem Fokuspunkt entfernt stattfindet, ist der Elektronenstrahl leicht defokussiert und somit aufgeweitet. Dies hat

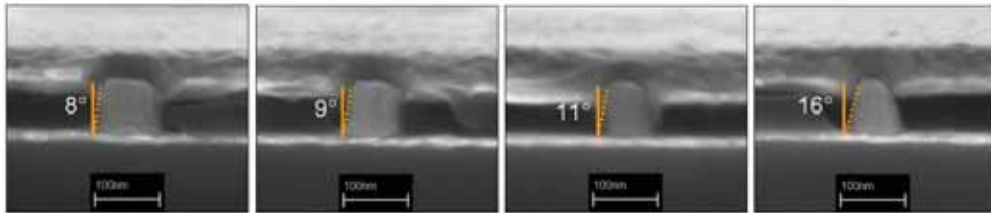


Abbildung 4.9: REM-Aufnahmen unterschiedlicher (dosisabhängiger) Pillarformen. Die Belichtungsdosis nimmt hierbei von links nach rechts ab. Für die Aufnahme ist auf das mit verschiedenen Dosen belichtete PMMA eine etwa 75nm dicke Kupferschicht aufgedampft worden. Ohne Lift-off ist die Probe gebrochen worden. Zufällig an der Kante liegende Pillars können so mit dem REM seitlich aufgenommen werden.

einen breiteren Einfallkegel und damit eine Begrenzung des minimal erreichbaren Pillardurchmessers zur Folge. Das Lithographiegerät bietet die Möglichkeit, an drei verschiedenen Punkten auf der Probe zu fokussieren um während der Messung die Fokussierung zwischen diesen Punkten interpolieren zu können. Eine solche Korrektur schließt allerdings keine Interpolation des Stigmators ein, so dass bei Vergleichsversuchen keine Verkleinerung der Pillars durch bessere Fokussierung erreicht worden ist. Aufgrund des deutlich geringeren Zeitaufwands ist daher immer die einfache Fokussierungsmethode verwendet worden.

4.3.2 Überdosierung

Die Zerkleinerung der ursprünglich sehr langen PMMA-Moleküle wird bei steigender Dosis nur bis zu einem gewissen Maße fortgesetzt. Bei ca. 10facher Überdosierung, bezogen auf die minimal für den Lack notwendige Dosis D_C , beginnen die Moleküle mit Crosslinking (intermolekulare, ungesättigte C – C Bindungen) [66, 67]. Dabei wird eine straffe Gitterstruktur ausgebildet, die wiederum deutlich widerstandsfähiger gegenüber dem Lösungsmittel (Entwickler) wird. Der positive PMMA-Lack wird bei hohen Dosen also zum Negativ-Resist (PMMA als Negativ-Resist [68]). Da bei der Dotbelichtung durch die Konzentration des Elektronenstrahls auf das Zentrum dort eine deutlich stärkere Flächendosierung (durch die direkte Vorwärtsstreuung und deren Sekundärelektronen) zu finden ist, tritt in diesem Bereich auch bevorzugt Überbelichtung auf. Daher bleibt nach dem Entwickeln eine mehr oder weniger (je nach Fokussierung) breite PMMA-Säule in der Mitte stehen (siehe Beispiele in Abbildung 4.10) . Um dennoch die für größere Durchmesser notwendigen Dosen verwenden zu können, sollte ein bis zu 20 % defokussierter Strahl [69] verwendet werden. Die hier verwendeten Belichtungen an Punkten mit großer Entfernung zum ursprünglichen Fokuspunkt haben allerdings automatisch einen leicht defokussierten Strahl, so dass wegen der erwünschten Reproduzierbarkeit an einer bestimmten Position die Fokussierung an standardisierten Latexkügelchen⁵ eingestellt wird.

⁵(Plano GmbH, 100nm Durchmesser)

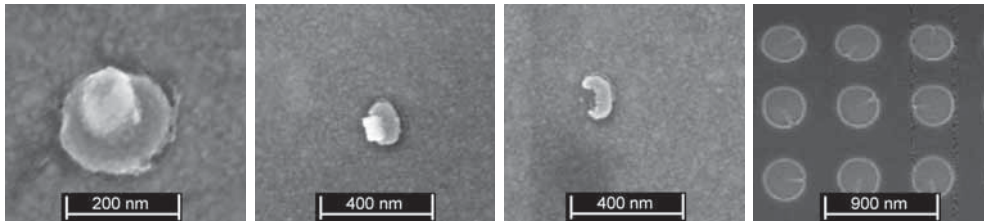


Abbildung 4.10: REM-Aufnahmen einiger Pillars nach dem Liftoff mit deutlich erkennbarer Überbelichtung in der Mitte. Nur in der linken Aufnahme (45°-Schrägsicht) ist der PMMA-Hügel in der Mitte stehengeblieben und vom Kupfer überdeckt. In den beiden mittleren Aufnahmen ist die überdosierte PMMA-Säule umgefallen und überdeckt bzw. beim Liftoff abgerissen worden. Ganz rechts ist die feine, umgefallene PMMA-Nadel direkt im unbeschichteten Lack zu erkennen. (aus [65]) Deutlich ist hier der Unterschied zwischen einem defokussierten Elektronenstrahl mit säulenförmigen Überbelichtungsbereich und dem eher nadelförmigen Rückstand (in der rechten Aufnahme) bei guter Fokussierung zu erkennen.

Flächenbelichtung Die Grunddefokussierung verhindert auch eine direkte Methode der Belichtung der gewünschten Pillars durch eine besondere Art der Flächenbelichtung. Die Pillarflächen werden hierzu mit der Flächendosis und einzelnen kleinen Belichtungen auf Kreislinien belichtet. Dieses Verfahren erlaubt theoretisch einerseits die Festlegung exakter Durchmesser während des Belichtens, andererseits variable Pillarformen wie z.B. eine elliptische Grundfläche für vorgegebene magnetische Anisotropien. Das Verfahren ist allerdings zeitaufwändiger bei großen Pillarfeldern [65] und nur bei sehr guter Fokussierung anwendbar.

4.3.3 Variation der Bottom-Schichtdicke

Die Anzahl der für einen großen Pillarradius verantwortlichen Rückstreuelektro- nen hängt direkt vom Wirkungsquerschnitt der einfallenden Elektronen für Rückstreuung ab. Aus $\sigma_{\text{wirk}} \propto Z_{\text{Target}}^2$ [64] folgt, dass eine PMMA-Unterlage hoher Ordnungszahl bei gleicher Dosis mehr Rückstreuelektro- nen liefert. Damit sollte eine dickere Goldschicht $Z = 79$ als Bottomkontakt auch größere Pillars liefern, weil der Anteil an Goldatomen (anstelle der Siliziumatome mit $Z = 14$) im Wechselwirkungsbereich der einfallenden Elektronen steigt. Abbil- dung 4.11 zeigt die Wirkung unterschiedlicher Goldschichtdicken auf Pillars mit unterschiedlicher Belichtungsdosis.

4 Experiment Teil I: Charakterisierung der Proben und der Probenpräparation

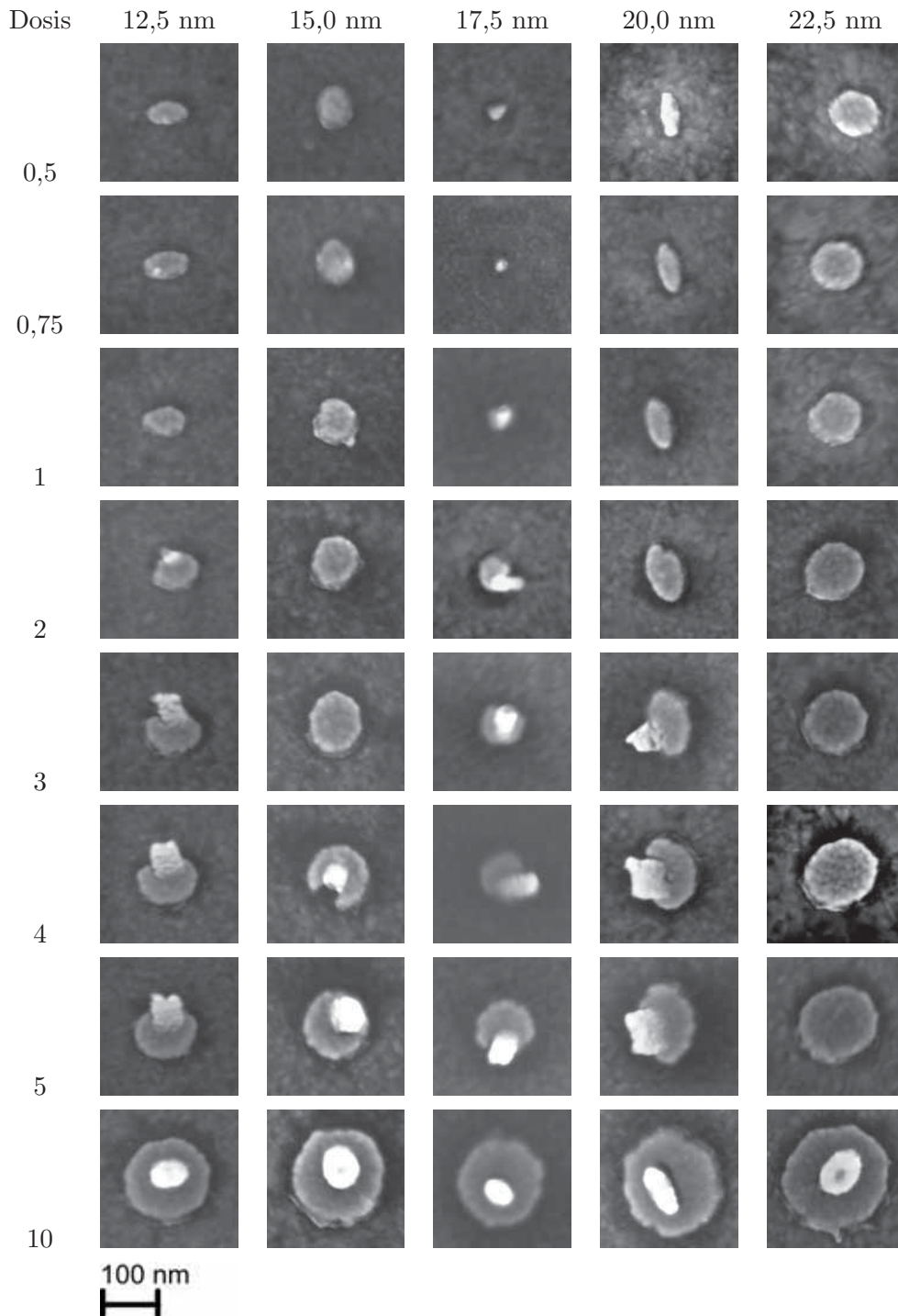


Abbildung 4.11: REM-Aufnahmen von Pillars nach dem Liftoff. Dargestellt ist ein Dosisvariation auf Goldbottomkontakten verschiedener Dicke. Als Belichtungsdosis ist hier das Vielfache der Standarddotdosis $0,075pAs$ angegeben. Deutlich sind auch hier die Überbelichtungen erkennbar.

4.3.4 Variation der Beschleunigungsspannung

Der Wirkungsquerschnitt einfallender Elektronen nimmt im Allgemeinen bei steigender kinetischer Energie ab, weshalb auch die minimale Belichtungsdosis mit steigendem U_{gun} zunimmt. Insgesamt wird beim Durchqueren des PMMAs dort weniger Energie durch die Vorwärtsstreuungen deponiert. Zusätzlich wird der Wechselwirkungsbereich zwar vergrößert, aber auch tiefer in das Substrat verlagert. Rückgestreute Elektronen werden dadurch weiter gestreut und tragen weniger zu einer Vergrößerung des Pillardurchmessers bei. Bei gleicher Dosis sind also Pillars mit höherer Beschleunigungsspannung kleiner.

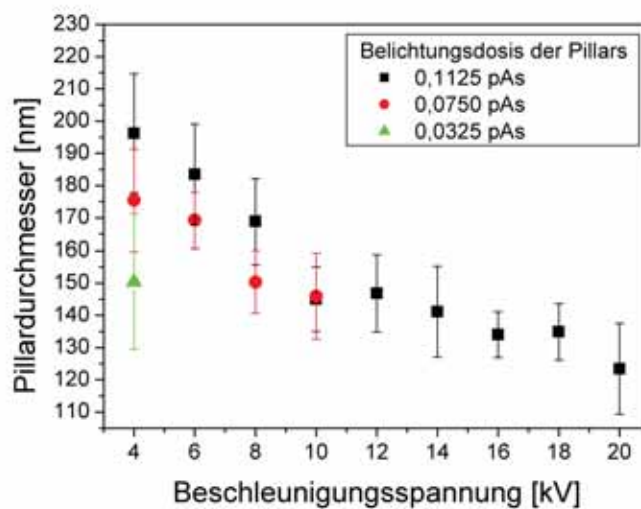


Abbildung 4.12: Pillardurchmesser in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung U_{gun} . Angegeben sind jeweils die resultierenden Durchmesser bei den drei festen Dosen. Das Fehlen eines Durchmessers entspricht einer zu geringen Belichtungsdosis.

Da die Empfindlichkeit des Lackes für kleine Beschleunigungsspannungen größer ist (Abbildung 4.13), lassen sich auch bei Dosen, die bei 20kV nicht ausreichend für eine Durchbelichtung gewesen sind, Pillars finden. Dennoch sind die Pillars bei kleinerer Spannung größer, da der Wechselwirkungsbereich näher an der Oberfläche liegt und mehr Energie direkt in den Lack eingebracht wird.

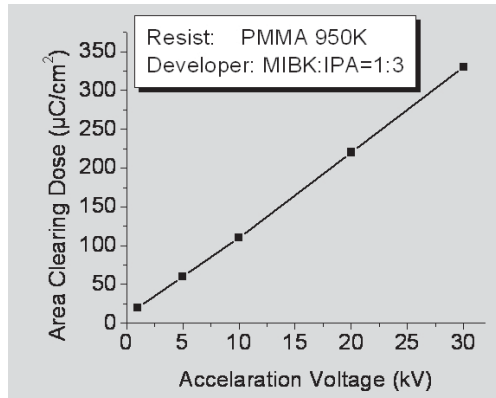


Abbildung 4.13: Minimal benötigte Belichtungsdosis D_C in Abhängigkeit von der Beschleunigungsspannung. aus [69]

4.3.5 Variation der Aperturgröße

Die Aperturblende im REM definiert den Öffnungswinkel des Elektronenstrahlkegels bis zum Fokuspunkt. Ein kleiner Lochdurchmesser hat also einen schmalen Kegel zur Folge, der auch in einiger Entfernung vom idealen Fokuspunkt noch einen kleinen Brennfleck bietet. (Skizzierung in Abbildung 4.14)

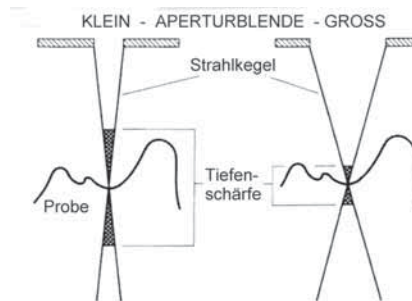


Abbildung 4.14: Skizze der Abhängigkeit von Fokustiefe und Aperturblendendurchmesser, aus [70]

Bei Belichtungen auf großflächigen Proben kann in der Regel von unebenen (oder einfach leicht gekippten) Oberflächen ausgegangen werden, wodurch eine kleine Aperturblende für die Lithographie sehr sinnvoll ist. Allerdings wird bei kleinen Aperturen ein Großteil der Strahlelektronen abgefangen und der Strahlstrom stark verringert. Um gleiche Dosen in den Lack zu bringen, wird eine längere Belichtungszeit t_{Dwell} verwendet. Bei großflächigen Belichtungen führt dies zu einer deutlichen Prozesszeitverlängerung. Bei der Dotbelichtung (von wenigen Dots) hingegen fällt die Verweilzeit kaum ins Gewicht (typisch: $t_{Dwell}^{singledot} \approx 10\mu s$). Längere Verweilzeit hat hierbei sogar den Vorteil, dass eventuelle kleine Schwankungen in den Ablenkspulen besser über den Pillar gemittelt werden. Da aber die Belichtung hauptsächlich durch Sekundärelektronen

von vorwärts- und rückwärtsgestreuten Elektronen erreicht wird, hat eine kleine Variation des Brennpunktdurchmessers praktisch keinen Einfluss auf den Pillardurchmesser. Erst deutlich größere Blenden mit kleinerer Tiefenschärfe liefern größere Pillars. (Abbildung 4.15)

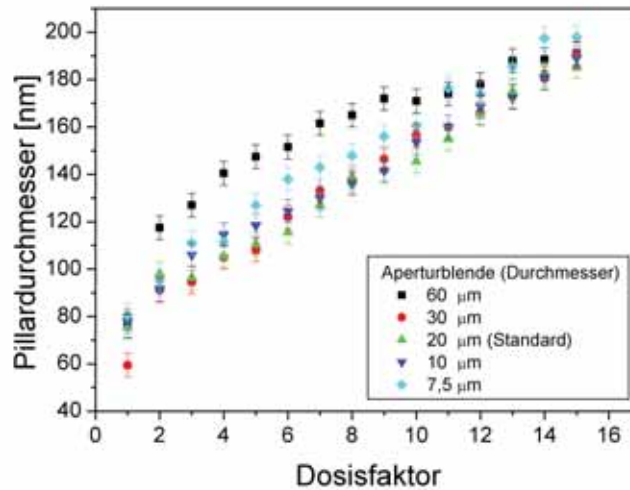


Abbildung 4.15: Änderung des dosisabhängigen Pillardurchmessers durch Aperturbledenvariation

Kleine Aperturbleden haben zusätzlich den Nachteil, dass wegen des schwachen Strahlstromes auch das Signal-Rausch-Verhältnis (engl. Signal-Noise-Ratio) deutlich schlechter ist und damit das Fokussieren bei hohen Vergrößerungen sehr schwierig wird.

4.3.6 Variation der Vergrößerung (Writefieldvariation)

Das Writefield definiert eine Flächengröße, auf welcher der Elektronenstrahl vom Raithcontroller ohne Bewegung des Tisches bewegt werden kann. Größere Writefields müssen also auch bei kleinerer Vergrößerung bearbeitet werden. z.B. $100\mu m \times 100\mu m$: 1300fach, $25\mu m \times 25\mu m$: 5000fach. Bei der Dotbelichtung muss der Elektronenstrahl möglichst ruhig gehalten werden. Das Steuerungssignal der Ablenkspulen wird bei großer Vergrößerung eine größere Amplitude als bei kleinen Vergrößerungen haben. Das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis ist daher bei hohen Vergrößerungen besser und liefert dank des ruhigeren Strahls kleinere Pillars [69]. (Abbildung 4.16)

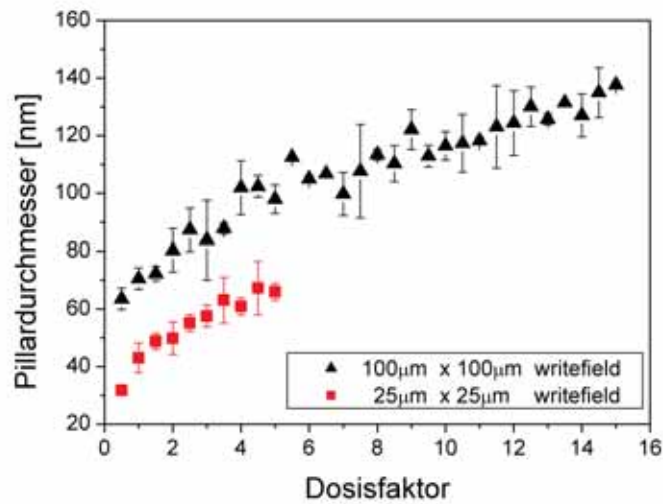


Abbildung 4.16: Abhängigkeit des Pillardurchmesser von der Writefieldgröße. Ein kleineres Writefield ermöglicht feinere Pillars.

4.3.7 Variation des Pillarabstands (Proximityeffekt)

Im Gegensatz zur Flächenbelichtung ist der Proximityeffekt bei Pillars automatisch gewünscht. Gegenseitige Belichtung zweier Pillars bei Punktfeldern erfolgt erst ab sehr kleinen Abständen im Größenbereich der angestrebten Durchmesser. So zeigen die Dosisvariationen mit unterschiedlichen Punktabständen in Abbildung 4.17, dass auch ein kleiner Punktabstand von 500nm keine negativen Effekte auf die Pillardurchmesser hat.

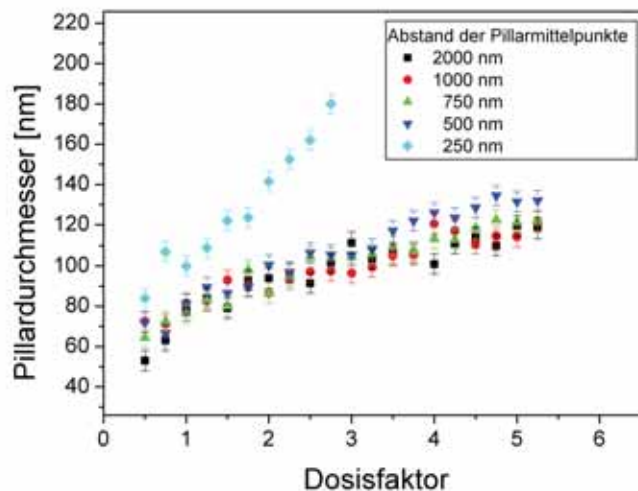


Abbildung 4.17: Beeinflussung der Pillardurchmesser durch den Proximityeffekt nahe beieinander liegender Pillars. Die verschiedenen Dosisreihen sind bei unterschiedlichen Pillarabständen aufgenommen worden.

4.3.8 Variation des Arbeitsabstandes (REM)

Als Arbeitsabstand beim REM wird die Entfernung von Probe und Objektivlinse bezeichnet. Ein großer Abstand hat einen langen, schmalen Strahlkegel mit großer Fokustiefe zur Folge. (Skizzierung in Abbildung 4.18)

Da bei den großflächigen Proben eine große Fokustiefe notwendig ist (siehe Kap. 4.3.5), sind große Arbeitsabstände bei der Lithographie von Vorteil. Allerdings ist bei großen Arbeitsabständen die sphärische Aberration deutlich größer. Die Aberration beschreibt die Abweichung von einer perfekten Linse. Elektronen, die weiter von der optischen Achse entfernt durch die Linse treten, werden stärker abgelenkt, als jene, die sich nahe der Achse durch die Linse bewegen. Dies wirkt sich nachteilig auf den Durchmesser des Brennpunktes und der damit verbundenen minimalen Auflösung aus. Wegen der besseren Auflösung ist der zunächst verwendete Arbeitsabstand von 12mm auf 5mm verringert worden, da sich bei kleinen Aperturen ansonsten kaum eine Fokussierung durchführen ließ.

Ein zu großer Arbeitsabstand hat wegen der schlechteren Fokussierung und der stärkeren Aberration größere Pillars zur Folge: Abbildung 4.19.

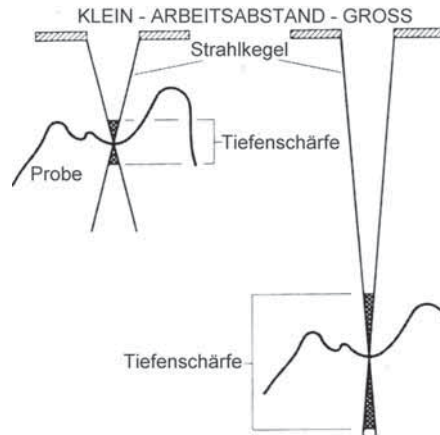


Abbildung 4.18: Skizze des Einflusses des Arbeitsabstandes auf die Tiefenschärfe

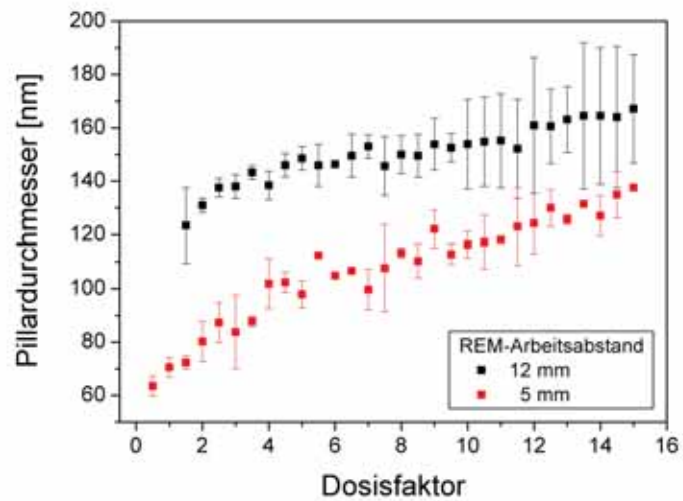


Abbildung 4.19: Beeinflussung der Dosisabhängigkeit der Pillardurchmesser. Bei einer Dosisvariation mit großem Arbeitsabstand (12mm) sind deutlich größere Pillars zu finden.

4.3.9 Diskussion der Dosisgenauigkeit

Bei der Belichtung wird zunächst der Strahlstrom gemessen und damit die notwendige Belichtungszeit für die gegebene Dosis nach der Dosisdefinitionsformel (3.1) bestimmt. Bei dieser Methode wird davon ausgegangen, dass der Strahlstrom I_{Beam} sich über die Zeit konstant verhält. Die Konstanz ist hinreichend gegeben, wie eine Strommessung über eine halbe Stunde (normale Prozesszeit für das Belichten) hinweg zeigt (Abbildung 4.20). Die Abweichungen liegen im Mittel unter einem Prozent und bereits im Grenzbereich der Messauflösung. Eine lineare Näherung des dosisbedingten Pillardurchmessers D im Bereich von $100nm$ aus der Dosisvariationsmessung (Abbildung 4.8) ergibt durch Fehlerfortpflanzung einen vernachlässigbaren Fehler von $\Delta D = 0,2nm$.

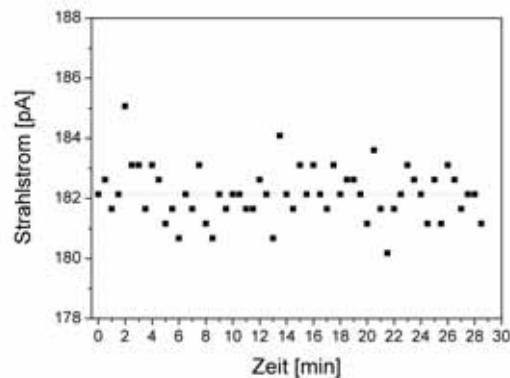


Abbildung 4.20: Messung des Strahlstromes über einen für eine Belichtung typischen Zeitraum von 30 min. Die Messgenauigkeit beträgt technisch bedingt etwa $0,5pA$. Als mittlere Standardabweichung ergibt sich $0,9pA$

Gründe für die leichte Instabilität sind hauptsächlich Veränderungen der Elektronenemissionsrate der Feldemissionskathode. Dies kann z.B. durch thermische Veränderungen, Schwingungen oder Schmutzpartikel aus dem Probenraum verursacht werden (Allgemeine Alterungseffekte). Die Lithographieanleitung des Herstellers [69] rät zu einer Wartezeit von etwa 4 Stunden nach Einschalten der Hochspannungsquelle, um einen stabileren Strom zu erhalten. Auf Grund der intensiven Nutzung und insbesondere wegen des Elektronenquellentyps des verwendeten REMs ist ein solches Verfahren nicht nötig.

4.4 Schichtstapel und Deckschicht

Bei der Bedampfung des mit PMMA beschichteten Substrates sind sehr häufig Probleme mit der Schichthaftung auf dem PMMA aufgetreten. Zahlreiche Proben sind durch Ablösungen vollständig unbrauchbar geworden (siehe Abbildung 4.21). Daher beschränkt sich das Hauptaugenmerk dieses Abschnittes auf den Ablauf und die Ergebnisse der Untersuchungen des speziellen Problems. Aus-

sagen über die eigentlich wichtigen Parameter der Schichtstapel im Pillar wie kristalline Struktur der Schichten bzw. der Grenzflächen sind aus diesem Grund nicht Gegenstand dieser Arbeit. TEM-Messungen eines hier betrachteten Pillars finden sich in [9].

4.4.1 Blasenbildung unter dem Schichtstapel bei der UHV- und HV-Deposition

Die Haftprobleme des Schichtstapels bzw. der Deckschicht auf dem PMMA treten in Form von Blasen auf. (siehe Abbildung 4.21) Diese Blasenbildung zerstört in der Regel die Pillarkontaktierung und macht die Probe somit unbrauchbar. Auffällig ist eine Konzentration der Blasenbildung auf dem PMMA, der auf den Goldbottomkontaktabschnitten aufgetragen ist. Aufgeplatzte Blasen zeigen, dass sich die Blasen zwischen PMMA und den darauf liegenden Schichten befinden. Es werden hier die Versuche zur Ursachenforschung vorgestellt. Sie sind unterteilt nach vermutetem Entstehungsprozess (PMMMA bzw. Bedampfungstechniken) und jeweils in nahezu chronologischer Reihenfolge aufgeführt.

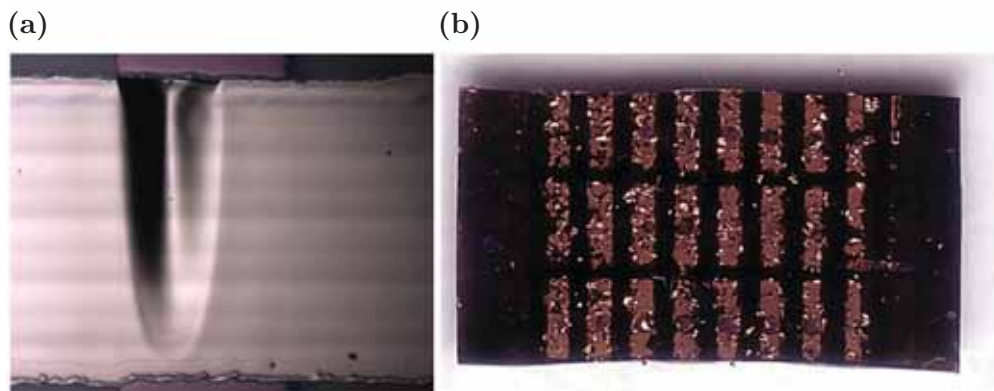


Abbildung 4.21: (a) Foto der Blasenbildung mit einem optischen Mikroskop. Es ist eine sehr große Blase auf dem Topkontakt zu sehen. Unten und oben ist der 0,5mm breite Bottomkontakt zu erkennen. (b) Foto einer anderen Probe mit stärkeren Ablösungen der Top-Kontakte.

Ursache PMMA Wegen der offensichtlichen Blasenform ist zunächst der Lack selber als Ursache untersucht worden. Zu Beginn der Experimente ist ein etwa einjähriger Fotolack verwendet worden, dessen ausgewiesene Haltbarkeit nur ca. 6 Monate betragen hat. Aufgrund der Haftungsprobleme ist der alte Fotolack durch einen frischen PMMA-Lack ersetzt worden. Das Alter des Resists hat jedoch keinen Einfluss auf die Blasenbildung gezeigt. Einwirkungen auf Blasenbildung und sonstige Eigenschaften des Lackes durch Reste der Substratreinigungsmittel Aceton bzw. Propanol sind ebenfalls durch Variation der Reinigungsmethoden ausgeschlossen worden. Da es sich bei den Ausgasungen um nicht ausgebackene Lösungsmittel des Lackes handeln könnte, sind Proben länger (120 min statt 30 min) und/oder heißer (190°C statt 170°C) ausgebacken

worden. Dies hat, ebenso wie ein vom Lackhersteller vorgeschlagener Postbake (Ausbacken bei 100°C für 30 min. nach dem Entwickeln), keine Verringerung der Blasenbildung beim Aufdampfen der Topkontakte ergeben. Schließlich hat auch ein langes ($> 12h$) Auslagern des PMMA-Substrats in der UHV-Kammer keine Verbesserung gezeigt. Ein langes Auslagern mit Ausheizen bei 80°C hat auch die Existenz eines Wasserfilms auf dem PMMA als Ursache für die Blasenbildung ausgeschlossen. Dieser Film wäre zu erwarten gewesen, da das Substrat nach dem Entwickeln aus einem klimatisierten Raum (kalt und trocken) durch normale Raumluft zur UHV-Anlage gebracht werden muss. Eine Behandlung der PMMA-Schicht bietet also keine Lösung für das Problem der Blasenbildung.

Ursache Bedampfungstechniken Auch das Aufdampfen der dicken Kupferdeckschicht in der HV-Anlage hat bei Proben mit intaktem Schichtstapel (keine Blasenbildung in der UHV) zu einer feinen Blasenbildung geführt. Bei dicken Kupferschichten hat sich der ursprünglich verwendete Aluminiumprobenhalter deutlich erwärmt, was auf sehr hohe Probenoberflächentemperaturen hinweist. Mit einem neuen Probenhalter aus Kupfer mit hoher Wärmekapazität in der HV-Anlage tritt dieses Problem nicht mehr auf. Dies ist ein deutlicher Hinweis auf die Relevanz der Wärmeableitung bei der Vermeidung von Blasenbildung. Da sich gezeigt hat, dass sich dünne Metallschichten ($< 20nm$) in der HV-Anlage immer ohne Probleme auf das PMMA aufbringen lassen, wenn dort eine Haftschrift ($10nm$ Cu) aufgebracht worden ist. Auf dieser Schicht ist zunächst blasenfreies Aufdampfen des weiteren Schichtstapels in der UHV-Anlage gelungen, was ohne Haftschrift nicht möglich gewesen ist. Dies führt zu zwei möglichen Erklärungen (siehe unten), die beide auf den deutlich höheren Beschichtungsraten des thermischen HV-Bedampfers basieren. Grundsätzlich für beide Erklärungen spricht die Tatsache, dass vor Auftreten der Blasenprobleme (also vor dieser Arbeit) in der UHV-Anlage durch günstige Bedingungen (gute Wärmeisolation des Kupfertiegels) hohe Verdampfungsraten ($> 0,3nm/s$) möglich gewesen sind, nun aber höchstens $0,08nm/s$ erreicht werden. Ein direkter Vergleich hat auch gezeigt, dass gleich dicke Kupferschichten auf PMMA Blasenbildung aufweisen, falls die Bedampfungsraten in der UHV-Anlage kleiner als $0,16nm/s$ ist.

Erklärungen und deren Bewertung

- **Ausgasung des PMMAs durch mangelnde Wärmeableitung (Ausgasungsmodell)** Durch höhere Raten verkürzt sich die Bedampfungszeit, womit das PMMA nicht so stark aufgeheizt wird wie bei den langsameren und auch heißeren E-Beam-Verdampfern der UHV-Anlage. Die dünne Haftschrift leitet in der UHV-Anlage schließlich die Wärme besser in die Maske ab. Eine Überprüfung der Wärmeverteilung direkt auf der Probenoberfläche ist weder in der HV- noch in der UHV-Anlage möglich. Für die Ausgasungserklärung spricht die gefundene Blasenstruktur.
- **Bildung einer verspannten oder nicht haftenden Kristallstruktur (Verspannungsmodell)** Geringe Raten sorgen im Schichtstapel für ei-

ne Wachstumsmode, die nur eine geringe Haftfähigkeit mit dem PMMA hat oder sich zu stark verspannt. Hierbei kommen sowohl die Verspannungen durch die Mischung von (hcp)- und (fcc)-Kristallstruktur im Kobalt als auch die senkrechte Verzerrung der reinen (fcc)-Kobaltschichten [60] in Frage. Kleine Ablösungen werden durch Verspannungen zu großflächigen Schäden vergrößert. Die Haftschrift bildet eine Art Impfkristall oder eine stabile Trägerschicht für die darüber liegenden Schichten in der UHV-Anlage.

Ein Abkühlen des Probenhalters durch flüssigen Stickstoff hat gezeigt, dass bei einer Temperatur von *ca.* -40°C auch ohne Haftschrift keine Blasenbildung stattfindet. Der Erfolg des Abkühlens kann jedoch durch beide Modelle erklärt werden. So wird einerseits die maximale Oberflächentemperatur verringert (Ausgasungsmodell), andererseits könnte bei tieferer Temperatur auch eine günstigere Wachstumsmode auftreten (Verspannungsmodell). Tiefe Temperaturen verringern die Oberflächendiffusion und erhöhen damit die Keimzahldichte, was eine feinere Kornstruktur zur Folge hat. Wegen technischer Schwierigkeiten (mehrfach Undichtigkeiten der Vakuumkammer durch thermische Ausdehnungen trotz Reparatur) kann Stickstoffkühlung nicht als regulärer Bestandteil der Probenpräparation verwendet werden. Ein schrittweises Beschichten in der UHV-Anlage mit verschiedenen Raten hat gezeigt, dass sich blasenfreie Schichten oberhalb bestimmter Raten realisieren lassen ($0,16\text{nm/s}$ für Cu und *ca.* $0,1\text{nm/s}$ für Co). Dies spricht für beide Modelle. Allerdings zeigt sich auch, dass selbst dünne Kobaltschichten mit zu geringer Rate auf vorher intakten Schichten Blasen erzeugen können. Wegen der zu erwartenden guten Wärmeleitfähigkeiten der darunter liegenden Schichten ist anstelle der PMMA-Ausgasung (Ausgasungsmodell) eine Verspannung durch eine rein ratenbedingte Wachstumsmode (Verspannungsmodell) als Ursache damit wahrscheinlicher. Eine Unterbrechung der Bedampfung innerhalb einer Materialschrift durch den Shutter führt ebenfalls zu deutlicher Blasenbildung auf dem unterbrochenen Bereich. Dies stützt das Verspannungsmodell, da die Wärme durch eine Unterbrechung der Bedampfung besser abgeführt wird. Nach dem Ausgasungsmodell wären damit eher eine Unterdrückung der Blasenbildung bei Unterbrechung des Bedampfungsvorganges zu erwarten gewesen.

Blasenbildung bzw. Ablösungen durch die Widerstandsmessungen Auch durch die eigentlichen Widerstandsmessungen sind die Topkontakte sichtbar verändert worden. Bei Belastungstests bis zur Zerstörung ($I_{probe} > 60\text{mA}$) des Pillars haben sich Topkontakten großflächig rötlich bis weiß verfärbt. Die weiße Verfärbung entspricht in etwa der Farbgebung, die durch Anlassen des fertigen Schichtstapels bei 100°C (für 30 min) auftrat. Dies lässt auf Ausgasungen des PMMAs schließen. Auch können bei regulären Messungen im Bereich von 50 bis 60mA Verfärbungen auftreten. Kleine, aber direkte Blasenbildung lässt sich auch auf den vermuteten Pillarpositionen nach vielen Messungen finden.

Fazit der Blasenbildung Abschließend sind die Ursachen nicht eindeutig geklärt. Eine Verspannung der Schichten gepaart mit schlechter Haftung auf dem PMMA wird bei der Bedampfung eine wesentliche Rolle spielen. Die Verfärbung bei Messungen mit hoher Gleichstromstärke basiert hingegen offenbar auf hitzebedingten Ausgasungen. Insgesamt scheint PMMA als Isolator eher ungeeignet und sollte durch einen thermisch stabilen Isolator wie z.B. Aluminiumoxid ersetzt werden. Dies setzt allerdings einen veränderten Präparationsprozess voraus (siehe Negativ-Resist-Verfahren in Kapitel 4.5).

4.4.2 Dicke des Kupfer-Top-Kontakts und zusätzliche Titan- und Goldschicht

Kupferschichtdicke Um den im PMMA-Loch gewachsenen Pillar mit einer dicken Kupferschicht leitfähig zu kontaktieren wäre nur eine maximal 200nm dicke Deckschicht nötig. Diese würde bereits das PMMA-Loch bis weit über den Schichtstapel auf dem PMMA füllen. Die dickeren Schichten ($> 500\text{nm}$) hingegen scheinen insbesondere bessere Wärmeableitung während der Transportmessungen zu erlauben. So treten geringere Verfärbungen der Topkontakte und geringere Ausfallwahrscheinlichkeit (Durchbrennen) der Pillars auf.

Titan- und Goldschicht Die eigentlich nur für die bessere Haftung der Bonddrähte aufgebracht Goldschicht auf den Top-Kontakten wirkt sich zusätzlich positiv auf die Probenhaltbarkeit aus. Proben mit reiner Kupferdeckschicht verfärben (oxidieren) sich nach einiger Zeit (Wochen) deutlich. Dies ist bei den goldbeschichteten Proben nicht der Fall. Als nachteilig könnte sich allerdings die verwendete Titanhaftsicht unter dem Gold erweisen, da sie stark oxidiert ist und damit als dünne Isolatorschicht unerwünschte Stromflussinhomogenitäten erzeugen kann. Auch die Aufbringung selber ist eine potentielle Problemquelle, da die Probe nach dem Abkratzen des PMMA an den gewünschten Kontaktflächen erneut in den Maskenstapel eingebaut werden muss. Dabei könnte es zu Quetschungen des Schichtstapels und damit zu unerwünschten Schäden am isolierenden PMMA-Film kommen.

4.5 Negativ-Resist-Verfahren

Die Verwendung eines Negativ-Resists erlaubt eine alternative Probenpräparation, bei der am Ende der Pillar in eine Isolatorschicht (z.B. MgO , Al_2O_3) anstelle des PMMA eingebettet ist. Diese Isolatormaterialien sind thermisch deutlich stabiler als das PMMA, so dass Ausgasungsprobleme bei der Präparation ausgeschlossen werden können. Außerdem kann das fertige Schichtsystem systematisch durch Anlassen behandelt werden, wobei durch Diffusion bei Temperaturen $> 300^\circ\text{C}$ deutliche Ausheileffekte innerhalb der Pillarkristallstruktur zu erwarten sind. Heizen der Probe während des Aufdampfens des magnetischen Schichtstapels hat bereits bei 150°C [63] eine deutliche Verbesserung der Kristallstruktur zur Folge. Eine Verbesserung der kristallinen Struktur ist sinnvoll,

da die hier betrachteten magnetischen Effekte sehr stark von Grenzflächen- und Kristallstruktur abhängen. PMMA ist laut Datenblatt bis mindestens 180°C stabil, Experimente haben aber Ablösungen von aufgedampften Metallschichten schon bei 110°C gezeigt. Daher ist eine Ersetzung des PMMA sinnvoll.

4.5.1 Probenpräparation

Anstelle des PMMA wird bei diesem Verfahren der Negativresist (7500.18, Allresist GmbH) mit einer Dicke von ca. 380nm auf das Substrat mit bereits aufgedampften Bottomkontakt aufgespinnt. Bei der REM-Belichtung werden dann die Dots und Kontaktflächen auf dem Bottomkontakt verfestigt, so dass sie nach dem Entwickeln (4/1 Entwickler/H₂O+H₂O-Spülung) auf dem sonst freien Substrat zurückbleiben. Dann wird in der UHV-Anlage etwa 90nm Isolatormaterial aufgedampft, aus dem die Dots bzw. Kontaktflächen wegen ihrer Höhe herausragen. Da nur die Oberflächen dieser verbliebenen Lackflächen mit Isolator beschichtet sind, können sie in Aceton mit dem Lack zusammen abgelöst werden (Liftoff). Zurück bleiben Löcher für die Pillars und freie Flächen⁶ auf den Bottomkontakten für eine einfache Kontaktierung. Auf den Isolator kann nun der Schichtstapel und die Deckschicht mit der Topkontaktmaske aufgedampft werden.

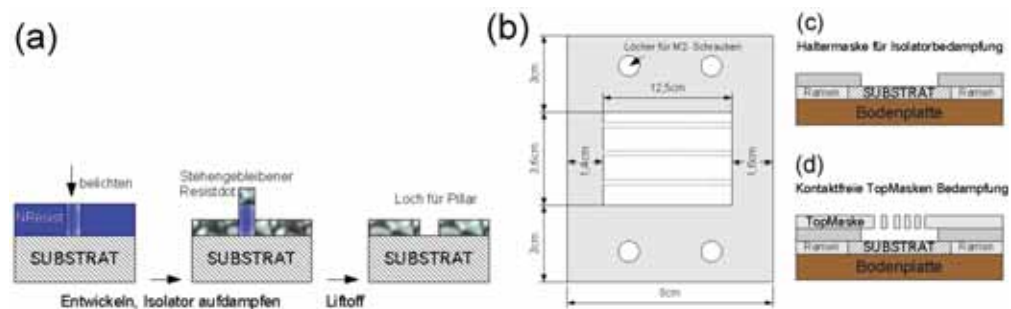


Abbildung 4.22: (a) Skizzierung des Negativ-Resistprozesses: Durch den stehengebliebenen Resistpunkt und anschließendem Liftoff erhält man ein Loch in der Isolatorschicht (der Bottomkontakt fehlt in der Skizze). (b) Die Halterungs- und Abstandsmaske für die Isolatorbedampfung erlaubt nur eine Bedampfung der (gestrichelten) langen Kontaktbahnen, die Kontaktflächen des Bottomkontakts bleiben frei. Funktionen der Maske: (c) Als Halterung und (d) als Abstandshalter für die Topmaske zum Schutze der Isolierungsschicht.

4.5.2 Notwendige Lackschichtdicken

Bei ersten Experimenten ist der Negativ-Resist (7500.08, Allresist GmbH) mit einer Maximalthöhe von 130nm verwendet worden. Die Höhe ist hierbei durch die minimale Drehzahl beim Spincoater begrenzt. Nur oberhalb von etwa 3000 U/min ist eine homogene Verteilung auf dem Substrat gegeben. Es hat sich

⁶Analog zum Belichtungsplan des Positiv-Resists in Abbildung 3.4

gezeigt, dass diese Höhe nicht ausreichend gewesen ist und die stehengelassenen Resistdots von dem aufgetragenen Isolator zu stark überdeckt worden sind, um mit Aceton abgelöst (Liftoff) werden zu können (siehe Abbildung 4.24(a)). Höhere Schichtdicken durch doppeltes Beschichten mit zwei Schichten Negativ-Resist (7500.08) sind nicht erfolgreich gewesen. Die Lösungsmittel der zweiten Schicht lösen offensichtlich die darunterliegende, bereits ausgebackene Schicht so auf, dass sich nach dem Beschichten und Ausbacken wieder nur eine Lackschicht mit der bekannten Maximalhöhe ergibt. Daher wird stattdessen der Negativ-Resist 7500.18 (Allresist GmbH) verwendet, der bei 5000 U/min eine Schichthöhe von etwa 400 nm ergibt. Beim Aufspinnen beider Lacke sind selbst kleinste, beim PMMA unproblematische Staubteilchen auf dem Substrat durch stark inhomogene Beschichtungen sichtbar gewesen. Auch die Bottomkontaktstruktur hat die Verteilung deutlich beeinflusst. Dies ist insbesondere bei kleinen Drehzahlen mit den gewünschten hohen Lackdicken aufgetreten. Daher sind Lackschichtdickentests für den neuen Negativ-Resist 7500.18 analog zum PMMA durchgeführt worden (siehe Abbildung 4.23).

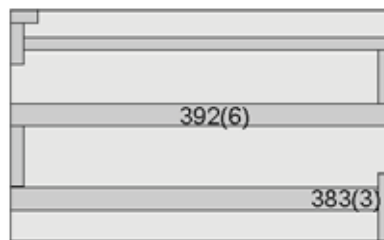


Abbildung 4.23: Vermessung der Lackschichtdicken des Negativ-Resists 7500.18 (*Spin-Coater: 60s bei 5000 U/min*) an relevanten Punkten mit dem Dektak (Angaben in nm)

4.5.3 Variation der Belichtungs dosis

In Abbildung 4.24(a) sind die Ergebnisse von Belichtungs dosisvariationen mit dem zu dünnen Negativ-Resist 7500.08 zu sehen. Der belichtete Photolack ist entwickelt und mit einem Isolator (90 nm Siliziummonoxid) thermisch in der HV-Anlage bedampft worden. Dieser sollte an den belichteten Stellen durch den anschließenden Liftoff entfernt werden. Bei keiner verwendeten Dosis ist dieser Liftoff geglückt. Folglich ist kein Schichtstapel eingebracht worden, da der Isolator eine geschlossene Oberfläche über die verbliebenen, nicht hoch genug aufragenden Resistpunkte gebildet hat. Die Abbildung 4.24(b) zeigt das Ergebnis der Dosisvariation mit dem neuen Negativ-Resist 7500.18 nach dem Liftoff. Hier sind sowohl stehengebliebene Erhebungen, Löcher und umgefaltene Resistdots zu erkennen. Die verschiedenen Situationen sind im Detail in Abbildung 4.25(b) zu sehen.

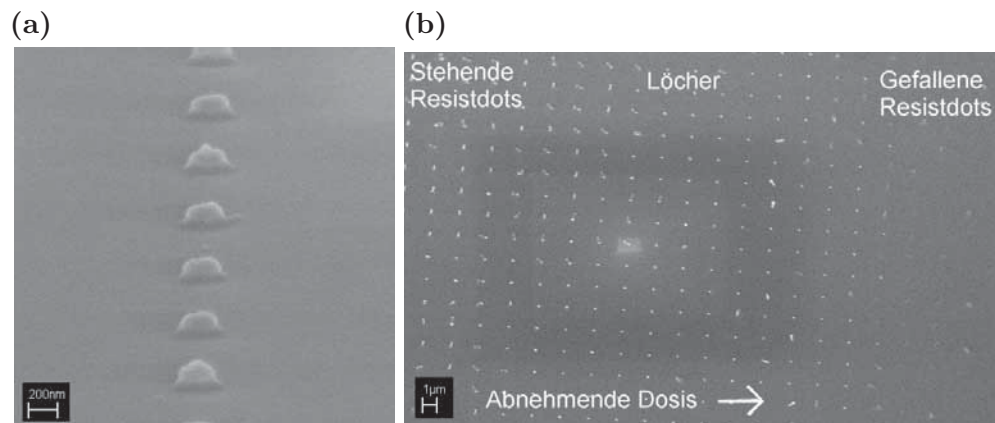


Abbildung 4.24: REM-Aufnahmen: (a) Die mit Isolator (SiO) überwachsenen Dots des zu dünnen *Negativ-Resists* 7500.08, (b) Übersicht über den neuen, dickeren Resist 7500.18 mit drei verschiedenen, dosisabhängigen Ergebnissen

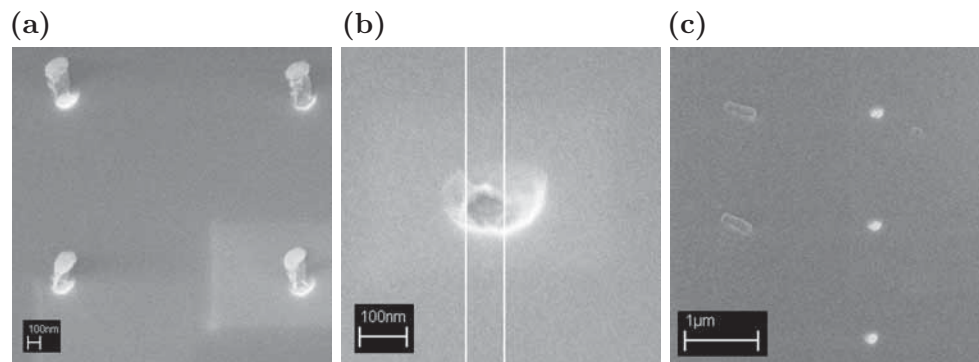


Abbildung 4.25: REM-Detailaufnahmen der drei verschiedenen Dosistestresultate des neuen 7500.18er Photolackes. (a) Stehengebliebene, mit Isolator überwachsene Dots, (b) Löcher (Die hellen Umrandungen sind Reste der Isolatorwände) und (c) umgefallene Resistpillars, die vom Siliziumoxid begraben wurden. (Die hellen Flecke auf der rechten Seite sind Löcher)

Selbst beim neuen Photolack haben Resistdots mit hohen Dosen offensichtlich keine hinreichend steile Flanken, so dass sie seitlich mit Isolatorschichten bedampft werden. Sie bleiben daher als ausgehöhlte Säulen (Abbildung 4.25(a)) stehen. Im Idealfall (b) hingegen bleibt nur ein Loch anstelle der Lacksäule zurück. In dieses kann ein Schichtstapel eingedampft werden. Verwendung von Ultraschall beim Lift-off erhöht zwar die Bildungswahrscheinlichkeit der Löcher, beschädigt aber oft auch die sonstige Isolatorschicht. Zu geringe Dosen haben zu schlanke Resistssäulen zur Folge, die bereits beim Entwickeln umfallen und dann von der Isolatorschicht begraben werden (c).

4.5.4 Variation des Isolatormaterials

Bei der Verwendung von SiO in der HV-Anlage zeigt sich insbesondere beim Liftoff die schlechte Haftfähigkeit des Isolators auf dem Goldbottomkontakt. Es sind auch bei sehr vorsichtiger Behandlung (schwierig, da z.B. Ultraschall notwendig um Stehenbleiben der Dots zu verhindern) großflächige Ablösungen aufgetreten. Auch bei optisch intakter Oberfläche haben aufgedampfte Topkontakte Kurzschlüsse mit dem Bottomkontakt gebildet. Direkte Untersuchungen der Isolatoroberfläche mit dem REM haben keine Risse bzw. Spalten gezeigt. Allerdings ist die REM-Auflösung auf einer reinen Isolatoroberfläche wegen Aufladungseffekten begrenzt. Anstelle des SiO ist in der HV-Anlage als Isolator auch Magnesiumoxid (MgO), Glas (Objekträgerglas, hauptsächlich SiO_2) und Zinksulfid (ZnS) aufgedampft worden, ohne eine isolierende Oberfläche zu erzeugen. MgO aufgedampft aus der UHV-Anlage hingegen hat einige isolierte Stellen auf einer Probe geliefert (Abbildung 4.26).

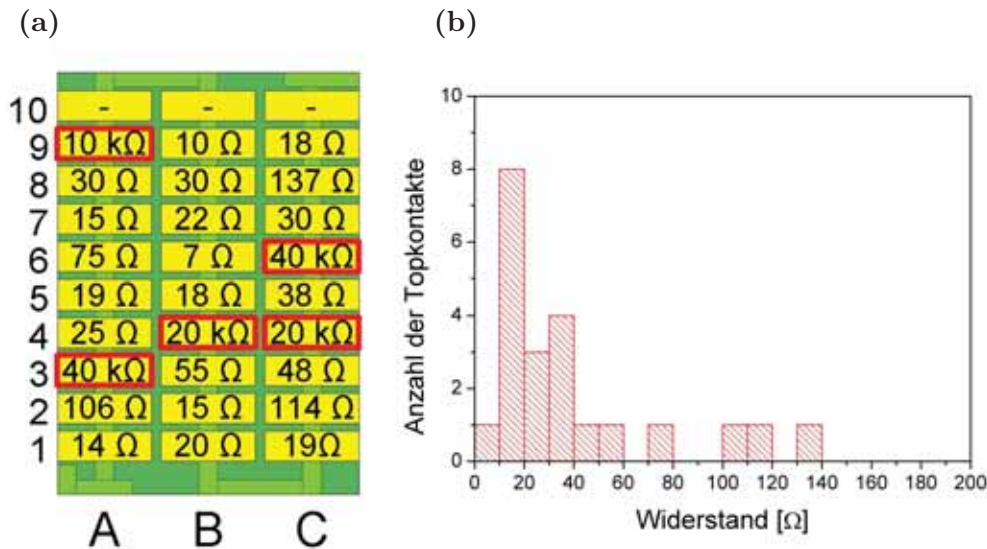


Abbildung 4.26: Ergebnisse von Widerstandsmessungen der Kurzschlüsse zwischen Top- und Bottomkontakten durch 80nm MgO (aufgedampft in UHV). Die verwendete Vierpunktmessung zeigt in der Skizze (a) für einige (rot umrandete) Topkontakte Widerstände größer als 10 kΩ, was als isolierende Trennschicht angenommen werden kann. Tabelle (b) zeigt die statistische Verteilung.

Eine geschlossene MgO -Schicht von 80nm Dicke (Tunneleffekte damit ausgeschlossen) sollte trotz einer zu isolierenden Fläche von $375 \cdot 10^9 nm^2$ einen Widerstand größer als $10^{10} \Omega$ haben. Um mögliche Wachstumsprobleme zu umgehen, sind insbesondere in der UHV-Anlage bei MgO verschiedene Raten von 0,01nm/s bis 0,3nm/s verwendet worden, ohne jedoch isolierende Kontakte zu erhalten. Als eine mögliche mechanische Ursache für Verspannung bzw. Rissbildung ist auch das Aufschrauben der Topmaske auf das mit Isolator bedampfte Substrat variiert worden. So ist die Bedampfungsmaske für die Isolatorschicht als Abstandhalter für die Topmaske verwendet worden (Abbildung 4.22(d)).

Dies ist nur in der UHV-Anlage möglich gewesen, da es mit der Verwendung des großen Maskenabstands vom Substrat beim rein thermischen Verdampfen in der HV-Anlage zu Brückenbildung zwischen den Topkontakten selbst gekommen ist. Dennoch ist es selbst bei Verwendung von Abstandhaltern und Vermeidung einer direkten Auflage der Topkontaktmaske auf dem Isolator zu Kurzschlüssen zwischen Top- und Bottomkontakten gekommen. In vergleichbaren Experimenten werden anorganische Isolatoren erfolgreich verwendet (meist SiO_2 [[10, 11]]), allerdings liegen dort die zu isolierenden Kontakte nicht großflächig vor. Allgemein kann als Ursache für obige Probleme die große Fläche ($375 \cdot 10^3 \mu m^2$) und die geringe Haftung der Isolatoren auf der Goldschicht des Bottomkontakts angenommen werden.

4.5.5 Fazit für Negativ-Resistverfahren

Anstelle des MgO s sollte Al_2O_3 verwendet werden, da dieses besser auf dem Goldbottomkontakt haften könnte. Die Aufdampfung des Isolators in der UHV-Anlage durch den Elektronenstrahlverdampfer sollte außerdem deutlich weniger Material an den Seiten der Resistsäulen liefern, da die Bedampfung dort näher am ideal senkrechten Materialeinfall ist⁷. Dies ermöglicht ein größeres Fenster möglicher Belichtungs Dosen und damit einfachere Prozessbedingungen. Allgemein sollte wegen der Möglichkeit des Anlassens in naher Zukunft auf dieses Probenpräparationsverfahren umgestiegen werden.

⁷Der Elektronenstrahl liefert einerseits nahezu eine punktuelle Verdampfungsquelle, andererseits hat die Probe in der UHV-Anlage einen großen Abstand zur Quelle.

Experiment Teil II: Transportmessungen

In diesem Kapitel werden die Widerstandsmessungen (Transportmessungen) zur indirekten Beobachtung der Magnetisierung vorgestellt. Es werden dafür exemplarisch die Ergebnisse zweier Pillars (Probe A und B) verwendet. Die Messungen zeigen hierbei deutliche magnetische Anregungen bzw. Schaltvorgänge und beweisen damit, dass das neuartige Präparationsverfahren für die Herstellung magnetischer Schichtsysteme geeignet ist. Die beobachteten Anregungen weichen dabei teilweise von den bisher an gleichartigen Systemen gemessenen Ergebnissen ab. Dies ist ein Hinweis auf deutlich komplexere Schaltvorgänge als das Drehen der einheitlichen Magnetisierungen (Schwerpunkt des Theorieteils). Insbesondere der bereits angedeutete Vortexzustand ist Gegenstand einer Vielzahl von aktuellen Arbeiten und könnte Verwendung in der Datenspeicherung finden [71]. Er soll daher in einem alternativen Schaltmodell (hier als 'Vortex-Oersted-Modell' bezeichnet) genauer diskutiert werden. Zusätzlich zum Modell einheitlicher Magnetisierungen mit vom STT-Effekt stabilisierten antiparallelen Zustands wird in dem alternativen Modell ein durch das Oerstedfeld des Messstromes induzierter Vortexzustand als 'geschalteter Zustand' betrachtet.

5.1 Übersicht über die Messungen

Zunächst wird eine kurze Erläuterung der wichtigsten Messparameter gegeben. Neben dem Umfang der durchgeführten Messungen wird darauf auch die Reproduzierbarkeit der Präparationsmethode betrachtet. Der feld- und stromfreie Widerstand wird hierbei als Vergleichsparameter für die Qualität und Reproduzierbarkeit der verschiedenen Pillars verwendet.

Im Anschluss folgen die Messergebnisse von der beiden exemplarischen Pillars. Der Übersichtlichkeit halber werden zunächst die Messergebnisse nur eines Pil-

lars (Probe A) angegeben und dann diskutiert.

In der Diskussion werden die Ergebnisse schrittweise nach Current- und Fieldsweep getrennt mit dem in der Theorie beschriebenen Modell des Schaltvorgangs einheitlicher Magnetisierungen in Verbindung gebracht. Anschließend wird das alternative Schaltmodell inhomogener Magnetisierungen durch Oerstedfelder ('Vortex-Oersted-Modell') beschrieben und ebenfalls mit den Messergebnissen verglichen.

Die Ergebnisse von Probe B sollen dann nur noch kurz beschrieben und diskutiert werden. Abschließend wird als nicht magnetischer Effekt die Probenalterung diskutiert.

5.1.1 Messparameter und Darstellung der Messergebnisse

Die Widerstandsmessungen sind wegen der notwendigen Genauigkeit mit dem in Kapitel 3.2.1 beschriebenen Messverfahren (Vierpunktmessung) im PPMS durchgeführt worden. Die Messungen bestehen aus den im Messablauf (Kap. 3.2.4) erläuterten Currentsweeps (Abfahren des Stromes mit ca. $0,3\text{mA/s}$ bei konstantem Feld) und Fieldsweeps (Abfahren des Magnetfeldes mit ca. 10mT/s bei konstantem Strom). Das Verhältnis von angegebener Gleichstromstärke und der Stromdichte im Pillar kann nach $1\text{mA} \approx 1 \cdot 10^7\text{A/cm}^2$ bestimmt werden. Die Strom- und Feldrichtungen (in-plane bzw. out-of-plane) sind in Abbildung 5.1 skizziert und für alle Messdiagramme einheitlich verwendet.

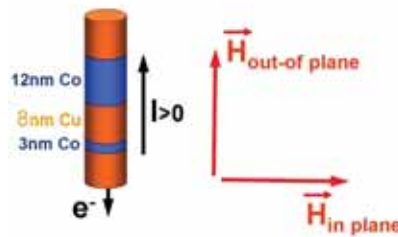


Abbildung 5.1: Skizzierung von Strom- und Feldrichtungen für die Widerstandsmessungen. Bei negativen Strömen fließen Elektronen zunächst durch die dünne Kobaltschicht ('free layer'), bei positiven zuerst durch die dickere Schicht ('fixed layer').

Die Messrichtung (Sweeprichtung) des Stromes in den Currentsweeps ist farblich unterschieden ('Upsweep' (Schwarz): von negativen zu positiven Strömen, 'Downsweep' (Rot): entgegengesetzt) und zusätzlich durch Pfeilorientierungen in den Diagrammen kenntlich gemacht. Da es sich je Sweeprichtung um etwa 400 Messpunkte handelt, werden sie näherungsweise als kontinuierlich angenommen und sind für die Übersichtlichkeit mit Linien verbunden. Sprünge und Peaks sind keine Ausreißer einzelner Messwerte. Die Darstellung und Diskussion der Ergebnisse erfolgt nach folgendem Schema:

Nach einer kurzen Beschreibung der Probe folgt zunächst ein einzelner Currentsweep, an dem die Widerstandsänderungen beschrieben werden. Anschließend werden mehrere Currentsweeps bei verschiedenen Feldern gezeigt, um die

Feldabhängigkeiten der vorher im Detail beschriebenen Widerstandsänderungen zu zeigen. Als Ergänzung sind zusätzlich Fieldsweeps bei verschiedenen, konstanten Strömen dargestellt.

5.1.2 Umfang und statistische Reproduzierbarkeit der Messreihen

Umfang der Messreihen Es sind insgesamt 23 vollständige (mit komplettem magnetischen Schichtstapel) Substrate mit je 30 Kontakten hergestellt worden. Von diesen 23 waren 11 wegen der Haftproblemen bzw. Blasenbildung der Topkontakte (siehe Foto in Abbildung 4.21) nicht kontaktierbar. Von den übrigen 12 Substraten mit ihren zusammen 360 Kontakten sind insgesamt 123 Kontakte kontaktiert und durch einen Currentsweep bei $5T$ für jeweils eine Probenübersicht vermessen worden. Bei diesen Übersichtsaufnahmen haben sich bei 28 Kontakten magnetische Anregungen gezeigt. Von diesen Pillars sind bei 17 aufgrund dieser ersten Ergebnisse weiterführende Messungen durchgeführt worden (z.B. Currentsweeps mit unterschiedlichen Magnetfeldern). Die relativ geringe Anzahl der für die Übersicht vermessenen Kontakte im Vergleich mit der Anzahl der zur Verfügung stehenden Kontakte (34%) ist hauptsächlich auf anfängliche Schwierigkeiten beim Kontaktieren (bonden) und begrenzte Messzeit am PPMS zurückzuführen. Auch ist es bei Mehrfachmessungen oft zum Versagen des Pillars (Durchbrennen) gekommen, weshalb nicht alle potentiell interessanten Pillars tiefer gehend untersucht werden konnten.

Als Fazit sollte festgehalten werden, dass es durch das Präparationsverfahren gelungen ist eine große Anzahl an Pillars zu erzeugen und zu charakterisieren, wobei 14% aller 123 gemessenen Pillars die gewünschten magnetischen Anregungen gezeigt haben und näher untersucht werden konnten. Im Anhang sind zwei Currentsweeps von jeweils paarweise gleichartigen Pillars abgebildet, um die vorhandene Reproduzierbarkeit des charakteristischen magnetischen Schaltverhaltens zu zeigen.

Statistische Reproduzierbarkeit der Pillarwiderstände Neben den magnetischen Anregungen kann als geringere Anforderung an die Reproduzierbarkeit der feld- und stromfreie Widerstand der Pillars verwendet werden. Zunächst muss dafür die erwartete Größenordnung eines typischen Pillarwiderstands betrachtet werden. Mit den spezifischen Widerständen $\rho^{Co} = 6,34 \cdot 10^{-8} \Omega m$ und $\rho^{Cu} = 1,69 \cdot 10^{-8} \Omega m$ (bei $300K$) [72] ergibt sich für einen typischen Pillar mit Höhe¹ $h = 100(3)nm$ (davon $13nm$ aus Kobalt) und Durchmesser $D = 100(10)nm$ ein Widerstand von

$$R = 0,29(6) \Omega$$

Der Durchmesserfehler von $\Delta D = 10nm$ stellt hierbei bereits die Obergrenze der erwarteten Schwankungen bei der Präparation dar. Unterschiedliche Gesamtdicken der Kobaltschicht ($11 - 13nm$) in den Pillars sind vernachlässigbar.

¹mit Fehler durch Lackdickenungenauigkeit aus Kap. 4.2

Selbst die unterschiedlichen verwendeten Durchmesser haben kaum Auswirkungen auf die Größenordnung:

$$\begin{aligned} R^{D_{max}=120nm} &= 0,20(3) \Omega \\ R^{D_{min}=90nm} &= 0,36(8) \Omega \end{aligned}$$

Die theoretisch bestimmten Werte beinhalten allerdings weder Grenzflächenwiderstände noch eine vom Zylinder abweichende Pillarform. Die realen Widerstände sollten also größer sein. Für den tatsächlich gemessenen Probenwiderstand ohne Strom und Feld ergibt sich ein temperaturabhängiger Mittelwert aller gemessenen Pillars (gemittelt von jeweils ca. 60 Pillars, Zusammenfassung in Abbildung 5.2):

$$\begin{aligned} \bar{R}^{10K} &= 0,3(2) \Omega \\ \bar{R}^{300K} &= 4(3) \Omega \end{aligned}$$

Der 10K-Mittelwert liegt trotz seiner Streuung im erwarteten Widerstandsbereich. Der Wert für 300K-Messungen ist hingegen stark gestreut und eine Größenordnung größer. Durchmesserschwankungen können diese Größenordnung nicht erklären. Die für intensivere Untersuchungen geeigneten Pillars haben hingegen einen mittleren Widerstand von $\bar{R}_{Anregungen}^{300K \text{ und } 10K} = 0,4(2) \Omega$ gehabt. Dies gilt auch für Pillars, die in nur einem Temperaturbereich untersucht worden sind. Der strom- und feldfreie Widerstand ist also im 10K-Temperaturbereich deutlich reproduzierbarer als bei 300K. Allgemein zeigt sich hier die Schwierigkeit einer Probenpräparation im Nanometerbereich. Selbst auf einem gemeinsamen Substrat zeigen Pillars gleichen Aufbaus unterschiedliche Widerstände. Trotz dieser Probleme sind bei Pillars gleichen Aufbaus und unterschiedlichen Widerstands jeweils ähnliches magnetisches Verhalten zu finden (siehe Anhang).

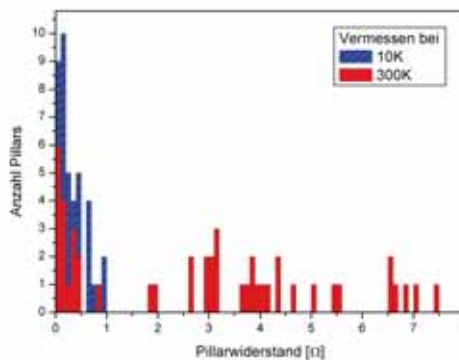


Abbildung 5.2: Statistische Widerstandsverteilung der gemessenen Pillars bei 10K- und 300K-Messungen.

5.2 Messergebnisse für Pillar A

5.2.1 Probenbeschreibung

Probe A besitzt einen Schichtstapel aus (Reihenfolge vom Bottomkontakt aus) 3nm Kobalt, 8nm Kupfer und 12nm Kobalt. Als Abschluss ist eine Deckschicht aus 450nm Kupfer und nachträglich für die leichtere Kontaktierung mit dem Bonder 3nm Titan (Haftschicht) mit einer finalen 25nm Goldschicht aufgedampft worden. Der Durchmesser des kreisrunden Pillars beträgt $110(10)\text{nm}$. Es ist keine Kupferhaftschicht (siehe Blasenbildung (4.4.1)) als Zwischenschritt zwischen Entwicklung des PMMAs und dem Auftragen des Schichtstapels in der UHV- Anlage eingesetzt worden, da dort ausreichend hohe Aufdampfraten von etwa $0,25\text{nm}$ bei Cu erreicht worden sind.

5.2.2 Einzelner Currentsweep

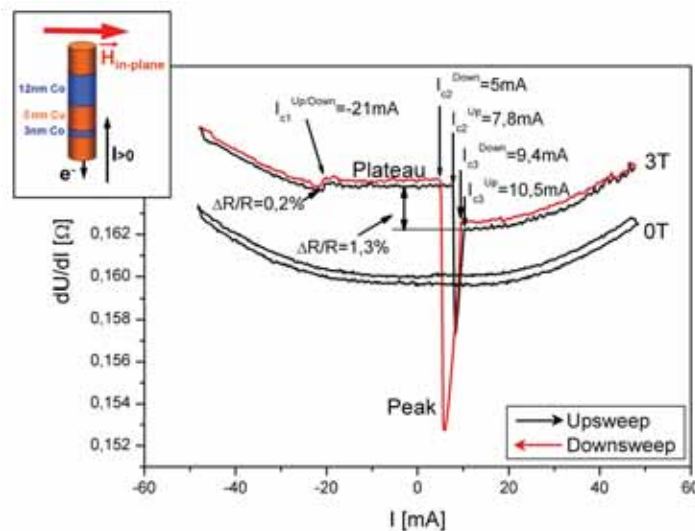


Abbildung 5.3: Currentsweep von Probe A bei 10K und 3T (in-plane) mit Nullfeldmessung

In der Abbildung 5.3 ist je ein Currentsweep mit 3T bzw. 0T (in-plane) bei 10K zu sehen. Bei beiden Sweeps ist ein parabolischer Widerstandsverlauf mit höheren Widerständen bei höheren Strömen (positive Krümmung) zu erkennen. Dieser Effekt kann joulischer Wärme zugesprochen werden (z.B. [10, 39, 73]). Auch sind die Widerstandskurven je nach Messrichtung (Upsweep bzw. Downsweep) gegeneinander verschoben. Um diese bei der Betrachtung von Schaltvorgängen hinderlichen Effekte zu unterdrücken, ist in Abbildung 5.3(b) der Nullfeldverlauf von der Messung bei 3T abgezogen worden. Ein ausgeprägter, negativer Widerstandspeak im Bereich sehr kleiner positiver Ströme dominiert diesen Widerstandsverlauf in beide Sweeprichtungen. Nähert man sich dem

Peak von hohen negativen Strömen aus, so erreicht man nach einer kleinen Stufe bei I_{c1} ein Plateau mit höherem differentiellen Widerstand (0,2% GMR-Definition). Bei kleinen positiven Strömen I_{c2} beginnt der dominante Peak mit starkem Abfall und weniger steilem Anstieg bis zum Erreichen von I_{c3} . Für höhere positive Ströme ist der Widerstand dann geringer als auf dem Plateau (1,3% GMR-Definition) und dem Bereich für negative hohe Ströme. Der kritische Strom I_{c1} des ersten Sprunges ist für beide Sweeprichtungen gleich ($I_{c1}^{Down} = I_{c1}^{Up}$). Die kritischen Ströme für Beginn und Ende des Peaks hingegen sind beim Downsweep jeweils kleiner als beim Upsweep. ($I_{c2}^{Down} < I_{c2}^{Up}, I_{c3}^{Down} < I_{c3}^{Up}$). Der Peak ist insgesamt für den Downsweep fast doppelt so stark ausgeprägt wie für den Upsweep.

5.2.3 Currentsweeps bei verschiedenen Magnetfeldstärken

Um die Magnetfeldabhängigkeit der Widerstandsveränderungen zu untersuchen sind Currentsweeps bei verschiedenen Magnetfeldstärken durchgeführt worden (Abbildung 5.4):

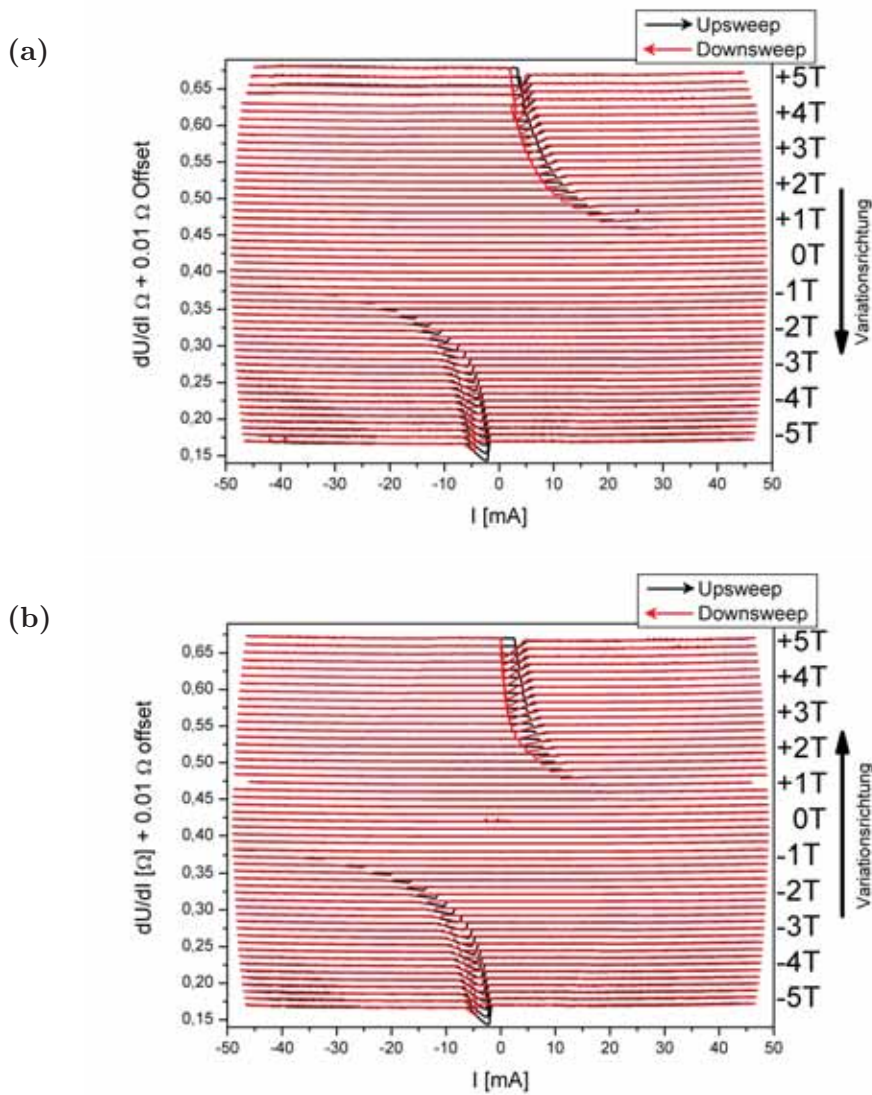


Abbildung 5.4: Currentsweeps von Probe A bei 10K für verschiedene Magnetfelder (in-plane). Die sehr kleinen Unterschiede in Höhe und Form der Peakstrukturen je nach Variationsrichtung der Magnetfelder sind Folgen magnetischer Hysteresen (siehe Fieldsweeps Abb. 5.6) und Alterungserscheinungen nach vielen Messungen.

Positive Magnetfelder Die dominante Peakstruktur verschiebt sich nichtlinear mit kleineren magnetischen Feldern zu positiven Strömen hin und verschwindet im 0,4T-Sweep aus dem betrachteten Strombereich (I_{c2} und $I_{c3} > 45mA$).

Mit kleineren Feldern verringert sich die Höhe der Sprünge (siehe Abbildung 5.5) und damit der Hysterese ebenfalls nichtlinear. Auch nähern sich die kritischen Ströme I_{c3} für beide Sweeprichtungen bei kleinen Feldern an. Die kritischen Ströme I_{c2} am Beginn der negativen Peakstruktur driften sweeprichtungsabhängig leicht auseinander. Die Hysterese wird insgesamt flacher und breiter zu kleinen Feldern.

Negative Magnetfelder Mit wachsenden negativen Feldwerten taucht die bekannte Peakstruktur bei hohen negativen Strömen auf. Der kleinere Sprung I_{c1} liegt nun bei positiven Feldern. Die Strukturen erscheinen wie eine Punktspiegelung im Zentrum des Diagramms. Als auffälliger Unterschied ist die Vertauschung der Stromrichtungen zu erkennen. Insgesamt verhalten sich die Positionen antisymmetrisch zum magnetischen Feld. Bei einer 2. Messreihe (Abbildung 5.4(b)) ist bei negativen Feldern ($-5T$) begonnen worden. Sowohl die Lage der kritischen Ströme als auch die Höhe der Sprünge lässt sich bei anderer Magnetfeldvariationsrichtung nicht vollständig reproduzieren. Dies kann auf hysteretische Effekte je nach Messrichtung (siehe Fieldsweeps nächstes Kap.) bzw. Alterungseffekte (Kap. 5.8.1) zurückgeführt werden.

Magnetfeldabhängigkeit der Sprunghöhe Aus Abbildung 5.4 lässt sich die Amplitude des großen Widerstandssprunges in Abhängigkeit vom externen Feld ablesen. Diese Amplitude (Abbildung 5.5) zeigt einen nahezu linearen Zusammenhang zwischen Amplitude und Feld. Die sehr hohen Werte der ersten 4 Messungen ($5T$ bis $4,4T$) sind für diese Probe nicht reproduzierbar, was auf Alterungseffekte zurückzuführen ist.

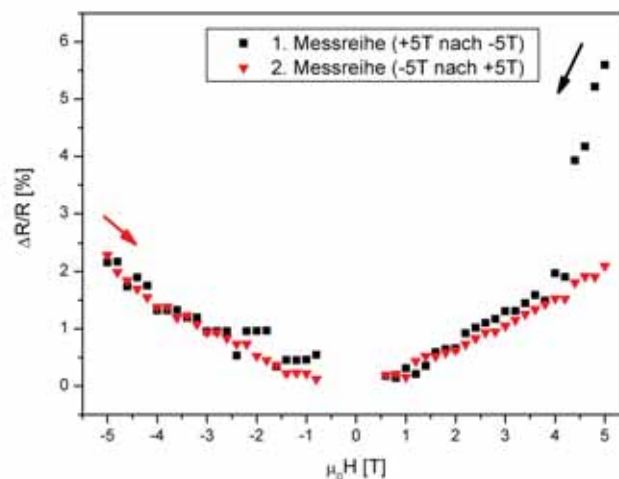


Abbildung 5.5: Abhängigkeit der Sprunghöhe ($\Delta R/R$) vom angelegten Magnetfeld

5.2.4 Fieldsweeps bei verschiedenen konstanten Strömen

Um den rein magnetfeldabhängigen Widerstand zu bestimmen, ist ein Fieldsweep ohne angelegten Strom durchgeführt worden. Als Ergänzung für die Interpretation der Currentsweeps sind ebenfalls Fieldsweeps für definierte Ströme gemessen worden: (Abbildung 5.6).

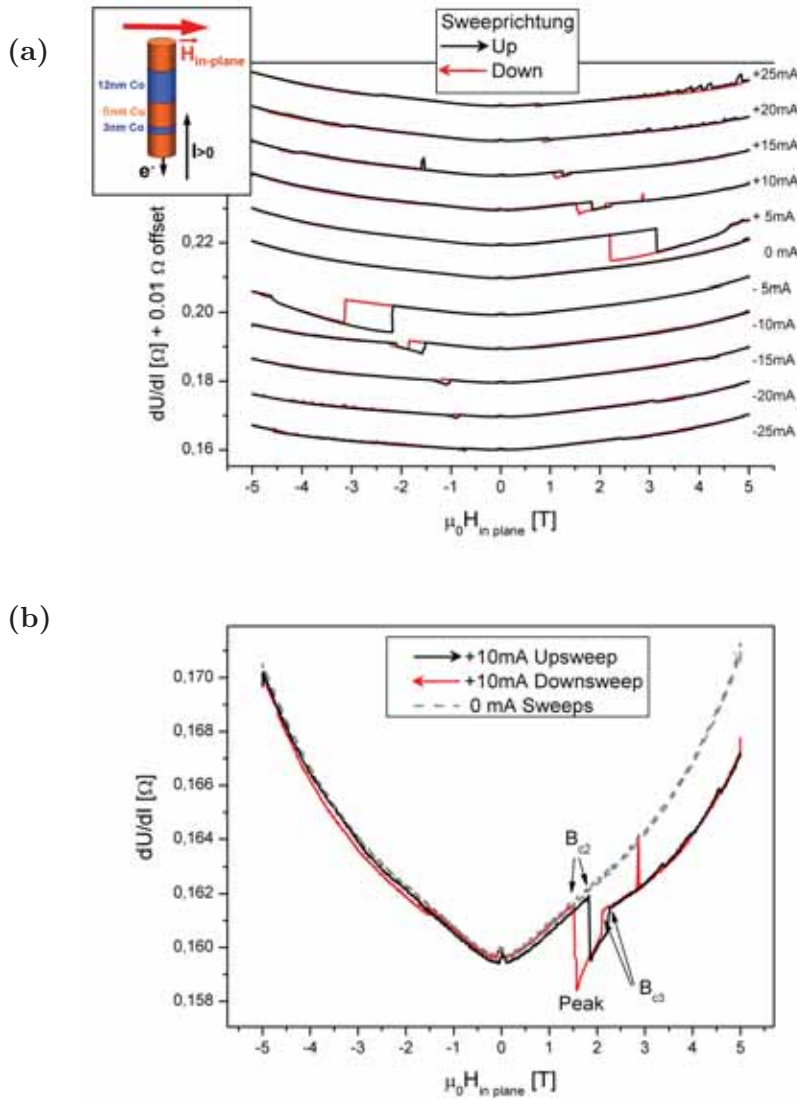


Abbildung 5.6: (a) Fieldsweeps bei 10K für verschiedene, konstante Probenströme. Sweep rate ca. 10mT/s (b) Zur Übersicht über die Wirkung des Probenstroms sind die Fieldsweepergebnisse für $I_{Probe} = 0$ und $I_{Probe} = +10$ mA ohne Offset übereinandergelagt worden.

Auffällig ist bei allen Messungen ein ebenfalls starkes, parabolisches Verhalten mit höheren Widerständen bei hohen Feldern. Dies ist übereinstimmend mit dem offensichtlich magnetfeldabhängigen Widerstandsunterschied der bei-

den Sweeps aus Abbildung 5.3 für $I_{Probe} = 0mA$. In den Magnetfeldsweeps mit $I_{Probe} \neq 0$ sind ausgeprägte, zum Feld antisymmetrische Hysteresen zu erkennen. Diese decken sich mit den Positionen der Peaks in Abbildung 5.4. Auch zeigt der Vergleich in Abbildung 5.6(b), dass der Bereich stärkerer Felder (rechts vom negativen Peak) unterhalb des Widerstands der stromfreien Messung liegt. Die kritischen Felder B_{c2} bzw. B_{c3} geben hierbei jeweils die Feldgrößen vor, an denen der konstante Strom die jeweils kritischen Ströme I_{c2} bzw. I_{c3} bildet. Auch können die Hysteresen teilweise die unterschiedlichen kritischen Ströme in den Currentsweeps in Abbildung 5.4 (a) und (b) erklären. Die vom Magnetfeld vorgegebenen kritischen Ströme sind abhängig von der Richtung der Magnetfeldvariation (Currentsweeps beginnend bei $+5T$ oder $-5T$). Das Ende des hochohmigen Plateaus kann in den Fieldsweeps erst ab $|I_{Probe}| \geq 15mA$ gefunden werden. Bei den höheren Strömen zeigt analog zum Currentsweep der kleine Sprung am Ende des Plateaus keine Hysterese. Allgemein verlagert sich der Sprung und der große Peak bei großen Strömen zu kleineren Magnetfeldern.

Magnetowiderstand im niedrigen Feldbereich Abbildung 5.7 zeigt die Vergrößerung der kleinen Feldbereiche des Fieldsweeps um $B = 0T$ (aus Abbildung 5.6(a)). Unabhängig von den angelegten Strömen zeigen sich zwei kleine Widerstandserhöhungen von ca. 0,2% die je nach Sweeprichtung symmetrisch um das Nullfeld verschoben sind. Die kritischen Felder betragen hierbei nur etwa $\mp 100mT$ bzw. $\pm 25mT$.

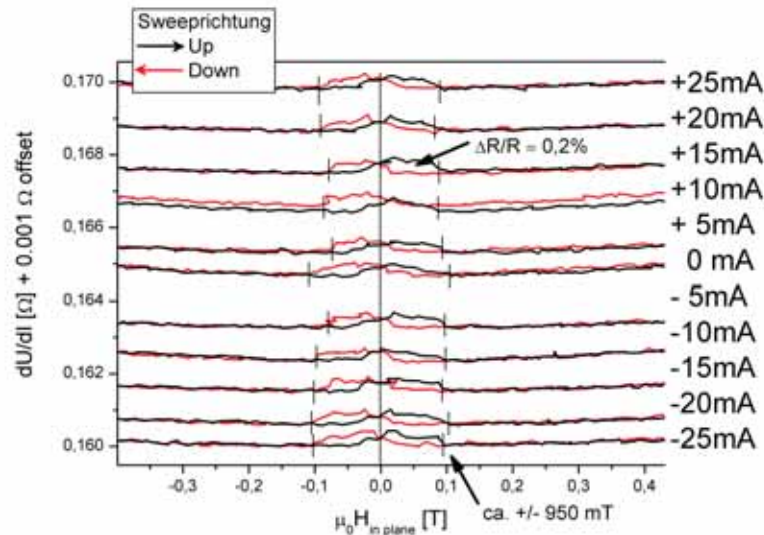


Abbildung 5.7: Kleinfeldbereich der Fieldsweeps (in-plane) aus Abbildung 5.6(a).

5.3 Diskussion der Messergebnisse für Pillar A

Die im vorangehenden Abschnitt vorgestellten Ergebnisse decken sich mit Ergebnissen von in-plane-Messungen an Systemen gleichen Aufbaus aus [9]. Das dort ebenfalls betrachtete Modell der einheitlichen Schichtmagnetisierungen wird daher auch auf die Messergebnisse von Pillar A angewendet. Die weitergehenden Messungen für negative Feldwerte zeigen allerdings ein unerwartetes, zum Magnetfeld asymmetrisches Widerstandsverhalten. In einem radialsymmetrischen Pillar sollte der erwartete STT-Schalteffekt unabhängig von Feldrichtung nur in Abhängigkeit von Stromrichtung in Bezug auf Schichtstapelung zu erkennen sein. Dies ist in den Currentsweeps aus Abbildung 5.4 offensichtlich nicht der Fall. Das Ergebnis verhält sich damit entgegengesetzt zu vorhergehenden in-plane-Messungen an Systemen mit ähnlichem Aufbau [39, 74] und den Annahmen im Modell. Als Alternative zur Betrachtung homogener Magnetisierungen wird daher in einem zweiten Diskussionsteil auch ein Schalten von inhomogenen Magnetisierungen (Vortex) durch stromerzeugte Oerstedfelder ('Vortex-Oersted-Modell') und schließlich eine Einfachlagenbetrachtung diskutiert

5.3.1 Modell einheitlicher Schichtmagnetisierungen (STT, Dipolkopplung und OMR)

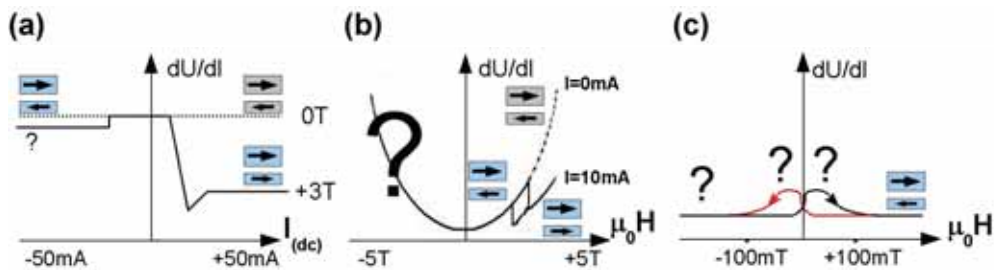


Abbildung 5.8: Skizzierung der Messergebnisse von Current- und Fieldsweeps von Pillar A mit der Interpretation durch das Modell einheitlicher Magnetisierungen. In der Skizze des Currentsweeps (a) ist diesem die Nullfeldmessung (siehe Abbildung 5.3) abgezogen worden. Bei höheren Strömen wird STT als dominierender Effekt angenommen. Bei kleinen Strömen sorgt die Dipolkopplung zwischen den Schichten für die Stabilisierung des hochohmigen Zustands. Der feldsymmetrische STT kann allerdings nicht bei negativen Feldern im Fieldsweep (b) gefunden werden. Der Kleinfeldbereich (c) kann ebenfalls nicht erklärt werden.

2

²Aus dem stromfreien Fieldsweep ist erkenntlich, dass der feldfreie Zustand ($0T$) kontinuierlich in den hochohmigen Zustand bei $5T$ übergeht. Er sollte qualitativ gesehen identisch mit dem bei $3T$ sein. Daher ist der magnetische Widerstandszuwachs zwischen $0T$ und $3T$ zusätzlich als Offset vom $3T$ Currentsweep abgezogen worden um zu zeigen, dass es sich im Nullfeld um den gleichen Zustand wie im $3T$ Sweep beim Nulldurchgang handelt. Die reale Nullfeldmessung liegt also wie im Original (Abb. 5.3) tiefer.

Currentsweep Versucht man die erkannten Effekte zunächst nur für positive Felder (kein Asymmetrieproblem) zu erklären, können Analogien zum im Theorieteil vorgestellten Beispielexperiment von Katine et. al. [10] in Abbildung 2.16 gefunden werden. Es ist dabei zu beachten, dass dort die Stromrichtung umgekehrt definiert ist. Eine schematische Darstellung dieser Interpretation wird in Abbildung 5.8 dargestellt. Der hochohmige Zustand bei hohen negativen Strömen ist in diesem Modell ein Zustand antiparalleler Ausrichtung. Für negative Ströme fließen die Elektronen zuerst durch den free-layer. Diese Stromrichtung erzeugt einen STT, der trotz des entgegenwirkenden äußeren Feldes die antiparallele Ausrichtung stabilisiert. Stabilisierung von antiparallelen Zuständen auch bei hohen (bis $5T$) externen in-plane-Feldern sind auch in [10] beobachtet worden. Unterhalb einer kritischen Stromgrenze I_c ist allerdings noch bei negativen Strömen der Sprung zu paralleler Magnetisierung und damit geringem Widerstand zu erwarten. Es muss eine Dipolkopplung der homogen in-plane magnetisierten Schichten angenommen werden, die für kleinere, negative und kleine, positive Ströme eine antiparallele Orientierung stabilisiert (siehe Dipolkopplung in Abb. 2.5). Für positive Ströme fließen die Elektronen zuerst durch den fixed-layer. Der STT favorisiert also die parallele Ausrichtung. Ab einer kritischen Stromstärke überwiegt der STT und der free-layer beginnt sich in Richtung des fixed-layers zu orientieren. Der dabei auftretende Peak zu sehr kleinen Widerständen kann durch die Anregung großer Spinpräzessionen im free-layer hervorgerufen werden. Die entstehenden Inhomogenitäten in der Magnetisierung würden durch Spindiffusion analog zum Vortexzustand (siehe Kap. 5.4.1) Spinakkumulation und damit den Gesamtwiderstand verringern. Auch eine Ummagnetisierung des free-layers durch Erzeugung und Vernichtung einer Vortex ist hierbei denkbar. Nach Stabilisierung der parallelen Ausrichtung bleibt ein konstant niedriger Zustand erhalten. Das Absinken der kritischen Ströme für steigende Magnetfeldstärke kann von zwei Effekten abhängen:

- **Schwächung der Dipolkopplung** Die Dipolkopplung wirkt als Streufeld des fixed-layers im free-layer dem externen Feld entgegengesetzt. Das zunehmende äußere Magnetfeld schwächt die Dipolkopplung und verursacht damit eine wachsenden Verdrehung von \vec{M}^{free} gegenüber der antiparallel orientierten Magnetisierung \vec{M}^{fixed} des fixed-layers (Relativwinkel der Magnetisierung $\vartheta < 180^\circ$). Da die Stärke des STTs mit wachsendem Relativwinkel stark zunimmt (siehe Winkelabhängigkeit in Abbildung 2.15), kann der STT auch bei kleineren Strömen das Dipolfeld überwinden. Ohne externes Feld (gestrichelte Linie) könnte die Dipolkopplung für den betrachteten Strombereich den STT immer überwinden und einen antiparallelen Zustand stabilisieren (siehe Interpretation des Fieldsweeps).
- **Stärkere Polarisation** Die Sprunghöhenabhängigkeit in Abbildung 5.5 zeigt nahezu lineares Anwachsen des GMR-Effekts mit dem Feld. Es kann angenommen werden, dass dies an nicht vollständig homogener Magnetisierung der Schichten liegt. So können dies z.B. kleine, hartmagnetische Grenzflächenbereiche sein, die sich auch bei hohen Feldern noch nicht vollständig mit dem externen Feld ausrichten. Inhomogenitäten verrin-

gern auch die Wirksamkeit des STTs, so dass dieser bei kleineren Feldern erst bei höheren Strömen die Dipolkopplung überwindet. Ohne äußeres Feld ist die Spinstrompolarisierung so verringert, dass kein Schalten und damit nur ein einziger Zustand gefunden werden kann.

Fieldsweep Die auffällige parabolische Form kann wegen des konstanten Stromes nicht durch Wärmeeffekte erklärt werden. Die auffällig linearen Abschnitte der parabolischen Form des Fieldsweeps ohne angelegten Strom weist auf die Zunahme des Widerstands durch den positiven Magnetwiderstand (OMR) hin. Das angelegte Magnetfeld würde unabhängig vom Zustand des magnetischen Systems für die parabolische Widerstandsänderung verantwortlich sein. Dies ist, abgesehen von den fehlenden Sprüngen, eine weitere Rechtfertigung für die Annahme des hochohmigen (antiparallelen) Zustands als Grundzustand für alle Sweeps. Trotz dieser Annahme kann der stromfreie Magnetsweep nicht einfach als Offset von den anderen Fieldsweep-Messungen abgezogen werden (wie in Abbildung 5.9 demonstriert). Es kann nicht ausgeschlossen werden, dass durch den positiven ein negativer Magnetowiderstandseffekt verdeckt wird. Dies entspräche einer Abnahme des Widerstands bei steigendem Feld sowohl durch Anpassung der Magnetisierungsorientierungen der beiden Schichten, als auch der zunehmenden Homogenisierung der einzelnen Schichten (eigentlicher NMR). Dennoch erleichtert der OMR-Effekt die Annahme der obigen STT- und Dipolkopplungsinterpretation, da nun nicht mehr die Zunahme des Widerstands mit wachsendem Feld explizit anhand der beiden Magnetisierungen und deren GMR erklärt werden muss. Die Fieldsweeps sind daher nur bedingt für eine Interpretation verwendbar.

Für positive Ströme und positive Felder zeigt sich in Abbildung 5.6 analog zum Currentsweep ab einem kritischen Feld der STT-stabilisierte Sprung zu paralleler Ausrichtung. Auch können für die Stromstärkenabhängigkeit der kritischen Felder die beiden Argumente für das Verhalten der kritischen Ströme aus den Currentsweeps verwendet werden: Stärkung des STT-Effekts durch Schwächung der Dipolkopplung bzw. bessere Polarisation durch einheitlichere Magnetisierungen an den Grenzflächen.

Diskussion des Modells einheitlicher Magnetisierungen Innerhalb des vorgestellten Modells nimmt die Dipolkopplung eine zentrale Rolle ein. Es ist allerdings nicht anzunehmen, dass das Streufeld des fixed-layers die starken angelegten Felder von bis zu $5T$ überwiegt. Das Streufeld des fixed-layers im free-layer wird durch das Entmagnetisierungsfeld in der Ebene des fixed-layers begrenzt. Dieses kann durch die Abschätzung aus Kapitel 2.2.2 für eine $12nm$ dicke Kreisschreibe nach $B_{demag} \approx N_z \cdot M_S^{Co} = 0,11 \cdot 1,76T = 0,2T$ bestimmt werden. Wegen des Abstandes von $10nm$ der Schichten durch den Spacer ist das wirksame Streufeld im free-layer kleiner als dieser Maximalwert. So verschwand bei [10] in einem im Aufbau gleichwertigen System die Dipolkopplung ohne Strom bereits oberhalb eines externen Feldes von $0,15T_{inplane}$. Außerdem müsste im stromfreien Fieldsweep mit steigendem Feld die Abnahme der Dipolkopplung und damit des GMR-Effekts (siehe Winkelabhängigkeit GMR in Abbildung

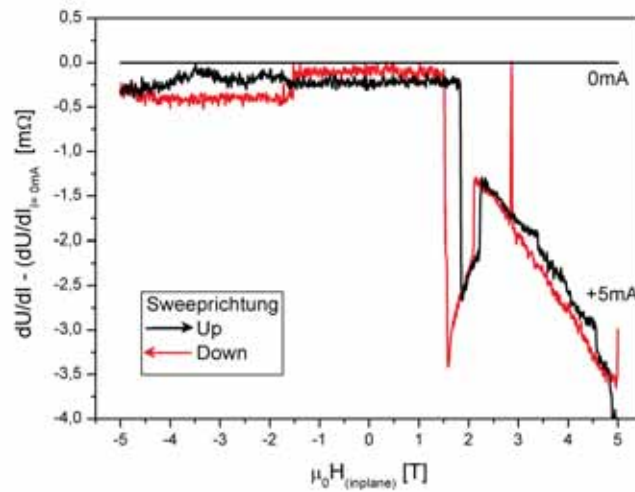


Abbildung 5.9: Verwendung der stromfreien Magnetfeldvariation als Offset für den +10mA-Fieldsweep ergibt ein neues Verhalten für den vom Strom angeregten Zustand: Verringerung des Widerstands mit wachsender Feldstärke. Die Annahme, dass der Nullfeldsweep ohne normalen positiven Magnetowiderstand konstant wäre, ist allerdings nicht eindeutig, da andere wichtige Effekte (wie z.B. NMR) vom OMR verdeckt und damit evtl. unterschlagen werden. Diese Modifikation der Messergebnisse der Fieldsweeps ist also für eine allgemeine Interpretation nur unter diesem Vorbehalt geeignet.

2.11) sichtbar sein. Dieser Effekt könnte allerdings vom OMR überdeckt werden.

Für diese Modell fehlt also eine zusätzliche, stärkere Wechselwirkung, die eine antiparallele Schichtmagnetisierungsausrichtung im Grundzustand stabilisiert. Die hier nicht diskutierte Zwischenschichtkopplung kann bei Spacern mit Dicken $> 4nm$ vernachlässigt werden [73].

Auch können die kleinen positiven Widerstandspeaks bei kleinen Feldern aus Abbildung 5.7 mit obiger Interpretation nicht erklärt werden.

Wesentlich grundlegender ist die Problematik der Interpretation der asymmetrischen Currentsweeps für negative bzw. positive Felder. Die geforderte Orientierung des STT hängt ausschließlich von der Stromflussrichtung relativ zur Stapelfolge ab. Die STT-Stärke hängt nur von der relativen Orientierung der Schichtmagnetisierungen und der Homogenität der Schichten ab. Sowohl Currentsweep als auch Fieldsweep zeigen jedoch, dass je nach Feldrichtung positive bzw. negative Ströme den niedrigen Widerstandszustand anregen können. Obiges Modell könnte nur für negative Felder angewandt werden, wenn beide Schichten vollständig symmetrisch physikalisch vertauscht werden würden. Dies, und eine Vertauschung der Strompolarisation, kann ausgeschlossen werden. Auf Grund der Asymmetrie und der für eine antiparallele Ausrichtung zu schwachen Dipolkopplung wird das in der Theorie beschriebene Modell des Schaltverhaltens von ausschließlich homogen magnetisierten Schichten durch

den STT-Effekt für dieses Experiment nicht gültig sein.

5.4 Vortex-Oersted-Modell

Das Problem der antiparallelen Dipolkopplung als Grundzustand und dessen Stabilität auch bei hohen Feldstärken fordert eine alternative Annahme. Falls der Grundzustand der eher zu erwartende parallele Zustand ist, muss der durch den Strom angeregte Zustand einen noch geringeren Widerstand besitzen. Hierfür bietet sich die Betrachtung eines Zustands inhomogener Magnetisierung an. Eine mikromagnetische Simulation (mit OOMMF [75] in [9]) für die beiden verwendeten Kobaltschichten zeigt, dass beim $10nm$ dicken fixed-layer der Vortexzustand im Grundzustand (ohne Felder und Ströme) energetisch günstiger als die einheitliche Magnetisierung ist. Zunächst sollen daher die Auswirkungen von Vortexzuständen auf den Magnetowiderstand dargestellt werden. Anschließend werden die möglichen Manipulationen der Zustände durch magnetische Felder und elektrischen Gleichstrom und deren zu erwartende Symmetrien aufgezeigt.

5.4.1 Auswirkung der Vortexzustände auf den Magnetowiderstand

Eine Folge inhomogener Magnetisierung ist die Verringerung der Spinakkumulation vor und nach der Vortexstruktur. Dies ist allerdings nur relevant, falls die mittlere Spindiffusionslänge im NM größer als die Längenskala der Inhomogenität ist, damit reflektierte Minoritätselektronenspins auch in der Lage sind, Bereiche anderer Magnetisierung zu erreichen [21]. Für eine Vortexstruktur in einer Kreisscheibe mit Durchmesser im Bereich von $100nm$ sollte dies in Anbetracht von $\lambda_{sdl}^{Cu} \approx 350nm$ [30] erfüllt sein. Mögliche Prozesse sind in Abbildung 5.10 skizziert.

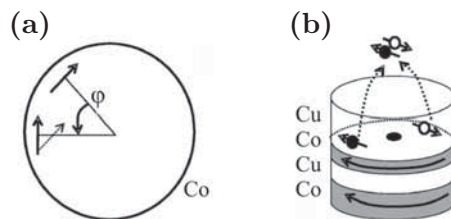








Abbildung 5.10: Reduzierung der Spinakkumulation durch Spindiffusion (a) tangential auf einer Kreisbahn und (b) radial zum Vortexzentrum. Reflektierte Minoritätselektronen können an anderer Stelle parallele Magnetisierung finden und dort einfacher transmittiert werden. aus [21]

Zusammen mit den beiden Zuständen paralleler und antiparalleler (einheitlicher) Magnetisierungsorientierung ergeben sich mit den Vortexzuständen im Pillarsystem weitere Zustandskombinationen mit unterschiedlichen Gesamtwiderständen. Die Vortexkerne sind klein im Verhältnis zur Gesamtfläche der Schichten und sollen daher hier nicht betrachtet werden. Der Relativedrehsinn der Helizitäten ist hingegen für den Magnetowiderstand ausschlaggebend. Die

Zustände werden mit absteigendem Gesamtwiderstand geordnet aufgeführt (nach [21]).

-  Antiparallele Ausrichtung ergibt maximalen Gesamtwiderstand. Der Zustand kann durch Zwischenschicht- oder Dipolkopplung und zuvor angelegte starke in-plane Felder erreicht werden.
-  Der unterschiedliche Drehsinn (versch. Helizitäten) liefert überall lokale antiparallele Ausrichtungen. Durch die Verringerung der Spinakkumulation an den einzelnen Schichten ist der Gesamtwiderstand geringer als bei zwei antiparallelen, einheitlich magnetisierten Schichten. Dieser Zustand kann durch Oerstedfelder von starken Strömen erreicht werden. Je nach Stromrichtung wird der STT die Drehrichtung des free-layers schwächen oder stärken.
-  Parallele Ausrichtung homogener Schichten kann sich durch starke in-plane Felder oder STT bei moderaten Strömen ergeben.
-  $>$  Ist hingegen nur eine Schicht ein Vortextzustand, so wird die Unterdrückung der Spinakkumulation in dieser Schicht einen deutlich geringeren Widerstand als bei homogener Magnetisierung besitzen. Der Gesamtwiderstand wird verringert, obwohl an der homogenen Schicht nun kein einheitlich polarisierter Strom ankommt.
-  Zwei Vortextzustände gleicher Helizität liefern einen sehr geringen Gesamtwiderstand, da sie sowohl einzeln sehr geringe Widerstände besitzen, als auch gemeinsam jeweils die verbleibende Spinakkumulation wegen lokal paralleler Magnetisierung nutzen können. Auch dieser Zustand wird durch Oerstedfelder erreicht.

5.4.2 Auswirkung von magnetischen Feldern und elektrischem Gleichstrom auf Vortextzustände

Neben der Wirkung soll auch jeweils die zu erwartende Symmetrie in Feld- bzw. Stromrichtung betrachtet werden.

Magnetisches out-of-plane Feld Zeigt der Vortextkern in Feldrichtung, so vergrößert ein 'out-of-plane' Feld diesen kontinuierlich. Die Vortextscheibe erhält ihre Wirbelstruktur bis zum Erreichen der Sättigungsmagnetisierung. Bei Abschalten des Feldes bleibt eine Vortex zufälliger Helizität und Polarisation in vorherige Feldrichtung zurück. Ist die Polarisation vorher hingegen dem Feld entgegengesetzt gewesen, so wird sich der Kernradius verringern [76] und bereits deutlich vor Erreichen der Sättigungsmagnetisierung in Feldrichtung überspringen [42]. Die Polarisation kann so ohne Änderung der Helizität umgeschaltet werden. Für die vorliegenden fixed-layer ist eine Sättigungsmagnetisierung von $1,3T$ bestimmt worden [9]. Der Schaltvorgang ist bei einem Fieldsweep um $\mu_0 H = 0$ symmetrisch.

Magnetisches 'in-plane' Feld Ein magnetisches Feld in der Ebene verschiebt die Vortex so aus der Scheibenmitte, dass Bereiche mit zum Feld paralleler Magnetisierung auf Kosten der anderen anwachsen. Da in der Ebene die Sättigungsmagnetisierung deutlich kleiner ist, wird die Vortex auch bei deutlich kleineren Feldstärken über den Rand gedrängt und dabei zerstört (annihiliert) als bei einem 'out-of-plane' Feld. Bei Herunterfahren des Feldes muss zunächst vom Streufeld eine Energiebarriere zur Erzeugung eines Vortexkernes (Nukleation) überwunden werden. Daher wird dies erst bei kleineren magnetischen Feldern als die Annihilation geschehen. Es zeigt sich eine magnetische Hysterese. (Bsp. Permalloyscheibe $D = 200nm, t = 50nm$: Annihilation: $130mT$ Nukleation: $70mT$ [77]) Bistabile Schichten (Vortex und einheitliche Magnetisierung (engl. single domain 'SD') stabil) bleiben auch beim Nullfeld einheitlich magnetisiert. [21] Helizität und Polarisation der entstehenden Vortex sind zufällig, weshalb es keine bevorzugte Eindringrichtung gibt. Insgesamt ist ein um $\mu_0 H = 0$ symmetrisches Schalten zu erwarten.

Gleichstrom (unpolarisiert) Ein Gleichstrom senkrecht durch die Kreisscheibe erzeugt radiale Oerstedfelder. Innerhalb des Pillars gilt im Abstand r vom Zentrum bei homogener Stromdichte in etwa $B \propto r$. Der maximale Feldwert liegt daher am Rand der Scheibe ($r = R_{Pillar} \approx 50nm$). Für den maximalen Probenstrom von etwa $50mA$ zeigten mikromagnetische Simulationen ein Oerstedfeld von etwa $50mT$ [78]. Wirkt dieses Feld auf eine homogen magnetisierte Schicht ein (SD im Grundzustand oder bei kleinen externen in-plane Feldern), kann eine Vortex erzeugt werden (Abbildung 5.11).

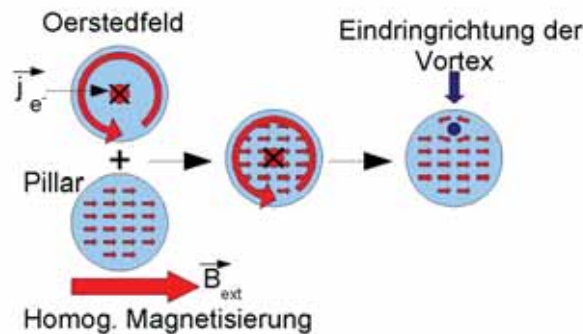


Abbildung 5.11: Skizzierung der Vortexnukleation durch strominduzierte Oerstedfelder. Die Draufsicht zeigt zunächst eine magnetische Scheibe in einem externen Feld. Ab einer kritischen Stromdichte bildet sich an einer Stelle ein Vortexwirbel, der mit zunehmenden Oerstedfeld in Richtung $\vec{j} \times \vec{B}$ in die Scheibenmitte wandert (Richtung ist nur bei in-plane Feldern festgelegt).

Da der Drehsinn des Oerstedfeldes durch die Stromrichtung festgelegt ist, ist auch die Helizität der erzeugten Vortex eindeutig festgelegt. Durch angelegte Ströme können auch Helizitäten bereits vorhandener Vortexzustände ohne Änderung deren Polarisation selbst bei kleinen Strömen gedreht werden bzw. Vortexzustände bei höheren magnetischen Feldern stabilisiert werden [21]. Die

externen in-plane Felder dürfen allerdings nur im Bereich der maximalen Oerstedfeldstärke liegen. (z.B. $B_{inplane} < 50mT$ für $B_{OerstedMAX} \approx 50mT$ Permalloyscheibe mit sehr stabiler Vortex [21]). Bei einem radialsymmetrischen Pillar ist der Drehsinn der Vortex energetisch nicht unterscheidbar. Damit ist auch der Drehsinn des Oerstedfeldes und damit die Stromrichtung beliebig. Es ist ein nur vom Betrag der Stromstärke abhängiges Verhalten zu erwarten: Symmetrie um $I = 0$ bei Currentsweeps. Auch bei festem Strom und variablem Feld ist symmetrisches Verhalten sowohl für in- als auch out-of-plane Felder zu erwarten. Bei in-plane Feldern ist allerdings die Eindringrichtung der Vortex asymmetrisch zur Stromrichtung und Feldorientierung (nähere Betrachtung in 5.4.3).

Gleichstrom (spinpolarisiert) Die Wirkung eines spinpolarisierten Stromes auf eine Vortex hängt von der Art der Polarisierung ab.

- **Vortexförmige Polarisierung** Ist der Polarisator selbst eine Vortex, so ist die Spinakkumulation zwar stark verringert, aber dennoch vorhanden. Wie bei einheitlicher Magnetisierung wird eine Vortex von vortexförmiger Polarisierung gleichen (entgegengesetzten) Drehsinns gestärkt (geschwächt) [21]. Mikromagnetische Simulationen in [79] weisen auch auf komplexere Wechselwirkungen hin. Außerdem könnte eine vortexförmige Polarisierung eine Vortex in einer homogen magnetisierten Schicht erzeugen [80].
- **Homogene in-plane-Polarisierung** Der STT-Effekt wirkt hierbei wie ein in-plane magnetisches Feld und kann den Vortexkern aus der Fläche treiben (Stärkung der Bereiche zum Spin paralleler Magnetisierung). Auch kann im Zusammenhang mit Oerstedfeldern das Schalten einer homogenen Magnetisierung durch STT energetisch günstiger realisiert werden [42]. Eine vom Oerstedfeld erzeugte Vortex wird vom STT durch die Schicht getrieben und wieder zerstört. Dies kann deutlich schneller und energetisch günstiger als eine kontinuierliche Drehung der Magnetisierung geschehen.
- **Homogene out-of-plane-Polarisierung** Eine solche Polarisierung wirkt wie ein out-of-plane Magnetfeld. Als erste Anregung ist eine Präzession des gesamten Kerns um die Polarisationsachse zu erkennen. Bei ausreichender Stromstärke kann auch hier eine der Polarisierung entgegen gerichtete Vortexpolarisation vollständig in Polarisationsrichtung umklappen ohne die Helizität zu verändern [80–82].

Schaltvorgänge durch Spinstrompolarisation sollten symmetrisch zum Feld verlaufen, da sie nur vom Feldbetrag abhängen. Die Stromrichtung hingegen entscheidet über die Wirkungsrichtung beim Vertreiben bzw. Erzeugen eines Vortexzustands. In einem radialsymmetrischen System sollte dies aber dennoch zu einem ebenfalls symmetrischen Feldverhalten führen.

5.4.3 Symmetrieverhalten bei Vortextnukleation durch Oerstedfelder

Da die Stromrichtung den Drehsinn des Oerstedfeldes festlegt, wird damit auch die Helizität der Vortex festgelegt. Wie in Kap. 5.4.2 gezeigt, legt dies unter Einfluss eines externen, in-plane Feldes eine eindeutige Eindringrichtung der Vortex in die Scheibe fest. Aus der Skizze 5.11 kann man leicht erkennen, dass das Oerstedfeld nur an einer Seite (oben) der lokalen Magnetisierung entgegengestellt ist und sie damit auch nur dort ändern kann. Die Richtung ergibt sich eindeutig aus dem Kreuzprodukt von Strom- und Feldrichtung ($\vec{j} \times \vec{B}$). Betrachtet man die Auswirkungen dieser Richtungsvorgabe für verschiedene Strom- und Feldrichtungen in einer zum Currentsweep analogen Skizze (Abbildung 5.12), so erkennt man, dass es nur zwei Eindringrichtungen gibt: Jeweils eine für gleiche bzw. eine entgegengesetzte für ungleiche Feld- und Stromvorzeichen. Wären Eindringrichtungen in die Pillars nicht gleichwertig, so wäre eine mögliche Ursache für das asymmetrische Verhalten gefunden. Physikalisch sollte der Pillar allerdings vollständig kreissymmetrisch sein und damit keine einseitigen Nukleationsblockaden (z.B. Oberflächeninhomogenitäten wie Kanten) bereitstellen. Die hohen externen Magnetfelder und die Zuleitungen hingegen beeinflussen die Stromdichte und damit die Vortextnukleation innerhalb des Pillars. Die im Folgenden angedachten Möglichkeiten gelten allerdings wegen der Notwendigkeit der Ablenkung durch die Lorentzkraft nicht für out-of-plane Felder. Messungen haben auch bei diesen out-of-plane Feldern das bekannte punktsymmetrische Verhalten gezeigt, weshalb die Eindringrichtung voraussichtlich keine wesentliche Rolle spielt.

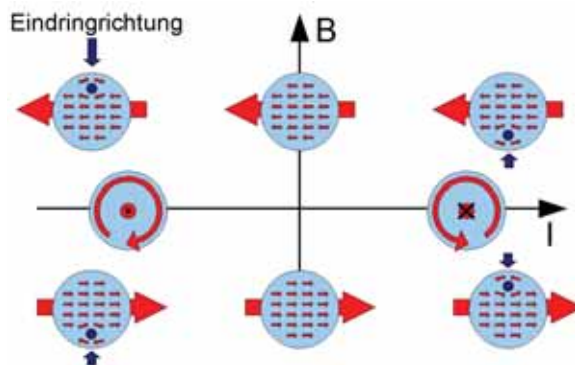


Abbildung 5.12: Skizzierung der Eindringrichtung von Vortextzuständen in Abhängigkeit von Feld- und Gleichstromrichtungen (Oerstedfelder). Der Aufbau ist einem Messquadranten ähnlich der Currentsweeps bei verschiedenen Magnetfeldern (Abb. 5.4) nachempfunden.

5.4.4 Symmetriebruch durch inhomogene Stromdichten: Vortex-Oersted-Modell

Zunächst sollen die für das Vortex-Oersted-Modell notwendigen Ursachen inhomogener Stromdichten im Pillar erklärt werden. Dann folgt eine kurze Betrachtung

tung möglicher Wechselwirkungen von Stromdichte und Vortexnukleation.

Ursachen inhomogener Stromdichten Die starken externen (in-plane) Felder beeinflussen durch Lorentzkräfte die Stromverteilung im Pillar (Fluss immer senkrecht zum Feld). Für die Lorentzkraft auf ein Elektron der Geschwindigkeit $\vec{v}(\parallel \vec{j})$ gilt:

$$\vec{F}_{Lorentz} = -e (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (5.1)$$

Die Elektronen werden innerhalb des Pillars bei konstanter Strom- und Magnetfeldrichtung immer in eine Richtung abgelenkt. Die Ablenkung erfolgt so weit, bis das elektrische Feld (Resultat: Hallspannung) der erzeugten Ladungsakkumulation die Lorentzkraft kompensiert. Der Aufbau dieser Kompensationsladung geschieht im Bereich der elektrischen Relaxationszeit in weniger als $10^{-10}s$ und sollte in den vorliegenden Experimenten immer abgeschlossen sein. Die verschobenen Ladungen nehmen weiter am Stromtransport teil, werden aber zu einer kleinen³ Verschiebung des Ladungsschwerpunktes in Richtung der Lorentzkraft führen. Die Auslenkung erfolgt daher wegen ($\vec{v} \parallel \vec{j}$) jeweils in eine feste Richtung. Dies wird in Abbildung 5.13 durch die verschobenen Stromschwerpunkte (rot) dargestellt. Bei einem out-of-plane Feld kann dieser Effekt nicht auftreten. Die Zuleitung des Probenstromes bilden einen weiteren möglichen Symmetriebruch: Der Stromfluss aus dem Bottomkontakt fließt aufbaubedingt immer kollinear zum Feld in die Probe. Der Topkontakt lässt den Strom hingegen immer senkrecht zum in-plane Feld abfließen. Beim out-of-plane Feld verlaufen beide Zuleitungen des Pillars senkrecht zum Feld. Durch die Vierpunktmessung sollten Einwirkungen durch magnetische Effekt in den Zuleitungen selber ausgeschlossen werden können. Ihre Lage allein könnte allerdings die Stromverteilung innerhalb des Pillars verändern. Da beide Kontakte jeweils senkrecht zum Pillar liegen, könnte der Stromfluss auf dem kürzesten Weg verstärkt an einer Seite des Pillars fließen [43]. Bei allen Experimenten sind die verwendeten Kontakte in gleicher Funktionsanordnung (Spannung - Strom) verwendet worden, weshalb diese Strominhomogenität als über die Messungen konstant betrachtet werden kann (systematischer Fehler). Eine mögliche Variante ist in Abbildung 5.13 (grüne Stromdichtenschwerpunkte) skizziert.

Wirkung inhomogener Stromdichten auf die Vortexnukleation Bei einer homogenen Stromverteilung j innerhalb einer Pillarebene würde das Oerstedfeld innerhalb des Pillars zunächst proportional zu dem Abstand r vom Zentrum wachsen, da nur der Stromfluss innerhalb der Kreisfläche πr^2 effektiv für das Feld ist. Wird der Schwerpunkt der Stromverteilung innerhalb des Pillars auf eine Seite verschoben, so wird j auf dieser Seite auf Kosten der anderen Seite und dem dort maximal wirksamen Oerstedfeld vergrößert. Eindringrichtungen der Vortex wären also bevorzugt, wenn der Schwerpunkt der Stromverteilung

³Eine Abschätzung der lateralen Hallspannung ergibt bei $5T$ und $50mA$ etwa $0,1mV$. Um näherungsweise im Pillar diese Spannung durch Oberflächenladungen zu erzeugen, müssten etwa $0,01\%$ der vorhandenen Ladungsträgerkonzentration an gegenüberliegende Oberflächen gebracht werden.

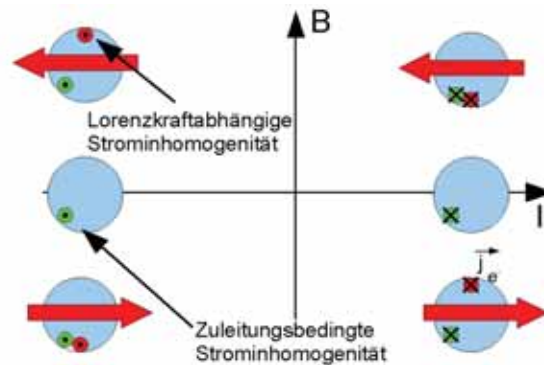


Abbildung 5.13: Skizzierung möglicher inhomogener Stromdichten durch Lorentzkraft und Zuleitungseffekte. Es sind jeweils die Verschiebung der Verteilungsschwerpunkte dargestellt. In den feldfreien Pillarskizzen ist nur die mögliche Stromverteilung durch asymmetrische Zuleitungen (grün) dargestellt. Ober- und unterhalb kommt die Wirkung der Lorentzkraft auf die ungestörte Verteilung hinzu (rot). Eine Überlagerung der beiden Effekte ergäbe dann je nach Quadrant eine gegenseitige Verstärkung bzw. Schwächung. Der Aufbau ist einem Messquadranten ähnlich der Currentsweeps bei verschiedenen Magnetfeldern (Abb. 5.4) nachempfunden.

in diese Richtung verschoben ist, da dort das Oerstedfeld konzentriert ist. Eine inhomogene Stromdichte durch Zuleitungen allein wäre nicht ausreichend um die Asymmetrie im Magnetfeld zu erklären, da sie für alle Magnetfeldorientierungen gleich ist. Es muss zusätzlich die Inhomogenität durch die Lorentzkraft hinzugenommen werden. Durch Einschalten des in-plane Feldes käme die Lorentzkraftverschiebung hinzu, die je nach Ausrichtung entweder zur Schwächung oder Stärkung der Zuleitungsinhomogenität führt. Die resultierenden Schwerpunkte liefern nun eine Bevorzugung bestimmter Vortexeindringrichtungen. Die magnetfeldabhängige Inhomogenität ist notwendig, da sich allein mit einer feldinvarianten Zuleitungsinhomogenität das asymmetrische Schaltverhalten bei konstanten Strömen in den Fieldsweeps nicht erklären ließe. Ohne die Zuleitungsinhomogenität hingegen wäre die Lorentzkraftinhomogenität nicht ausreichend, weil sie mit $j \times B$ mit der Eindringrichtung korreliert. Es müssen also für dieses Modell beide Inhomogenitäten existieren und sich gegenseitig verstärken bzw. schwächen. Die Nicht-Existenz der Lorentzkraftinhomogenität in out-of-plane Feldern ist daher der Hauptkritikpunkt.

5.5 Diskussion der Messergebnisse für Pillar A (Teil II)

5.5.1 Vortex-Oersted-Modell

Als alternativer Ausgangszustand (Nullfeld ohne Strom) kann mit dem Vortexzustand (in einer oder beiden Schichten gleichzeitig) auch eine parallele Schichtausrichtung als Grundzustand angenommen werden, da der Vortexzustand einen Zustand geringeren Widerstands bietet: Abbildung 5.14

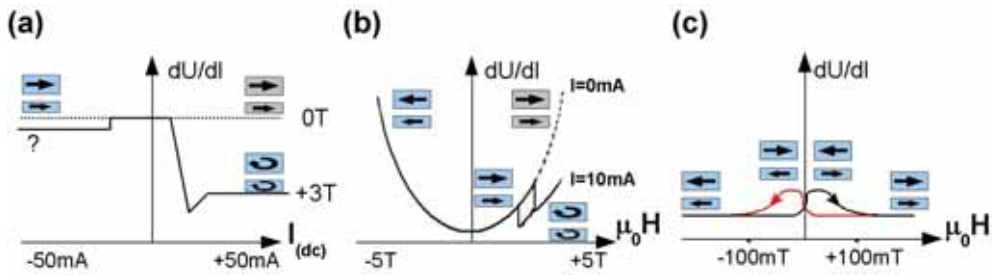


Abbildung 5.14: Skizzierung des Vortex-Oersted-Modells angewandt auf Messergebnisse von Current- und Fieldsweeps bei Pillar A. Der hochohmige (Grund-)Zustand im Currentsweep (a) ist ein Zustand paralleler (einheitlicher) Magnetisierungen. Erklärung für das unsymmetrische Schaltverhalten: Durch eine Kombination von Strominhomogenitäten können mit dem Gleichstrom nur in bestimmter Feld- und Stromrichtung Vortexzustände (niederohmig) durch Oerstedfelder erzeugt werden. Dies gilt sowohl für Current- als auch Fieldsweeps. Im Kleinfeldbereich des Fieldsweeps (c) zeigen die kleinen Hügel das Schalten zwischen antiparalleler und paralleler (einheitlicher) Magnetisierung.

Currentsweep Es soll in dieser Erklärung davon ausgegangen werden, dass Feld- und Stromrichtung so angeordnet sind, dass Stromdichteinhomogenitäten Vortexnukleation bei hohen positiven (negativen) Feldern und positiven (negativen) Strömen fördern und in Quadranten gemischter Vorzeichen unterdrücken. Bei großen negativen Strömen würde dann bei positiven Magnetfeldern keine Vortex entstehen. Beide Schichten richten sich parallel zum externen Magnetfeld aus. Erst bei hohen positiven Strömen entsteht ab einer bestimmten kritischen Stromstärke durch Oerstedfelder in einer Schicht (oder beiden Schichten) eine induzierte Vortex. Dieses verringert die Spinakkumulation und damit den Gesamtwiderstand des Systems. Für negative Felder ist der niederohmige Vortexzustand hingegen nur für negative Ströme zu finden. Der niederohmige Zustand ist auch bei zunehmenden Probenströmen konstant. Die erzeugte Vortex muss sich praktisch sofort nach der Peakstruktur (großer Widerstandssprung) in der Scheibenmitte befinden, weil eine Vortex am Rand sonst bei wachsendem Probenstrom durch stärker werdende Oerstedfelder kontinuierlich in die Scheibenmitte gedrängt würde und dabei den Gesamtwiderstand verändern müsste. Diese Situation ist denkbar, da nach der Überwindung einer Nukleationsbarriere (Umklappen der lokalen Magnetisierung an der Eindringstelle) der Vortexkern sich relativ leicht durch die Oerstedfelder in der Schicht bewegen kann. Die ausgeprägte Peakstruktur kann ein Hinweis auf starke magnetische Inhomogenitäten in den Schichtsystemen vor der Vortexerzeugung durch die Überwindung der Nukleationsbarriere sein. Auch ist es möglich, dass die negativen Peaks in den dU/dI -Messungen nur ein Resultat des Widerstandssprungs in U/I ist. Das Absinken der kritischen Ströme für steigende Magnetfeldstärke muss durch die Wirkung von magnetischem Feld auf die Strominhomogenität erklärt werden. Die mit dem Feld ansteigende Lorentzkraft könnte schon bei kleineren Strömen und (damit kleineren Oerstedfeldern) Vortexzustände erzeugen. Ohne externes magnetisches Feld darf damit die reine Zuleitungsstromin-

mogenität im betrachteten Strombereich nicht ausreichend sein, um eine Vortex zu erzeugen.

Fieldsweep Da es sich um einen Grundzustand paralleler Magnetisierung handelt, wäre auch eine zunehmende Homogenisierung der Schichtmagnetisierung senkrecht zum Strom denkbar. Dies hätte eine Zunahme der Spinstrompolarisation und damit des Magnetowiderstands der Schichten zur Folge. Die parabolische Form kann allerdings wie im Modell der einheitlichen Magnetisierungen durch den positiven Magnetowiderstand (OMR) erklärt werden. Dieser kann, wie bereits erwähnt, je nach Stärke die Krümmung des Kurvenverlaufs verändern, sodass der Fieldsweep eigentlich keine genaue Aussage mehr über den Widerstandsverlauf zulässt. Es zeigt sich jedoch die Notwendigkeit einer magnetfeldabhängigen Strominhomogenität in diesem Modell: Bei Fieldsweeps mit konstantem Stromfluss ist die inhomogene Stromverteilung im Pillar nur ab einer bestimmten kritischen Feldstärke der richtigen Orientierung in der Lage durch ein verstärktes Oerstedfeld eine Vortex und damit einen niederohmigen Zustand zu erzeugen. Das Verhalten der Vortex kann hingegen wegen des möglichen OMRs nicht interpretiert werden, da sowohl Widerstandszunahme (wie Originalmessung in Abb. 5.6) bzw. Abnahme (Messung nach Abzug des OMRs in Abb. 5.9) des Vortexzustands mit steigender Feldstärke möglich wäre.

Fieldsweep (Kleinfeldbereich) Durch den parallelen Grundzustand können nun die kleinen Hügel im Kleinfeldbereich der Fieldsweepmessungen (siehe Vergrößerung des Fieldsweeps Abb. 5.7) analog zu den klassischen GMR-Experimenten in Kap. 2.6.1 erklärt werden. Beim Wechsel von negativen zu positiven Feldern springen die unterschiedlichen Schichten nacheinander in die neue Feldrichtung, sodass sich zeitweise ein antiparalleler Zustand bildet, der immer in Sweeprichtung verschoben wird (siehe auch Skizze 5.14(c)). Die kritischen Felder von 100mT liegen hierbei im Bereich der Koerzitivfelder der verwendeten dünnen Schichten [10, 34, 74]. Bei diesen Experimenten haben sich Sprünge gleicher Amplitude auch in den Currentsweeps gezeigt, wodurch diese Sprünge als Umschalten der Schichten identifiziert werden können. Im vorliegenden Experiment spricht dies für die Annahme eines alternativen Zustands inhomogener Magnetisierung als niederohmiger Zustand, weil der Sprung zu diesem Zustand deutlich größer als die Amplitude der kleinen GMR-Peaks ist. Deren geringe Amplitude könnte durch die nicht perfekte Homogenisierung⁴ der Schichten bei kleinen Feldern erklärt werden. Durch die nicht perfekte Homogenisierung wäre auch das Fehlen des STTs zu erklären. Dieser nicht beobachtete Effekt hätte ansonsten bei den Fieldsweeps mit starkem Probenstrom je nach Stromrichtung eine Stärkung bzw. Schwächung der zeitweiligen antiparallelen Magnetisierung und damit eine Verschiebung der kritischen Ströme zur Folge.

⁴z.B. Verformung durch Streufeld

Diskussion des Vortex-Oersted-Modells (Modell inhomogener Magnetisierung) Die Gültigkeit des Modells ist fraglich, da stromstabilisierte Vortexzustände bei Feldern von $5T$ bisher nicht beobachtet worden sind. Insbesondere für die in diesem Experiment verwendeten in-plane Felder genügen sehr kleine Feldstärken um die maximal auftretende Oerstedfeldstärke von $50mT$ [78] zu kompensieren und die spinstromstabilisierte Vortex zu zerstören. (z.B. $B_{inplane} < 50mT$ für $B_{Oersted} < 50mT$ [21]) Außerdem funktioniert die Argumentation der feldabhängigen Inhomogenität durch die Lorentzkraft nur bei in-plane-Feldern und kann die auch bei out-of-plane Feldern auftretenden Asymmetrieffekte nicht erklären und ist damit in dieser Form ebenfalls unbrauchbar. Allgemein ist jedoch anzunehmen, dass es inhomogene Stromdichten gibt und dass sie einen Beitrag zum Schaltverhalten leisten. Der Erfolg bei der Beschreibung der Widerstandspeaks im Kleinfeldbereich der Fieldsweeps kann unabhängig vom Gesamtmodell der inhomogenen Schichtmagnetisierungen gewertet werden. Als Ergebnis sollte damit der parallele Magnetisierungszustand als Grundzustand angenommen werden. Im niederohmigen Bereich muss aus diesem Grund ein Zustand inhomogener Magnetisierung mit verringerter Spinakkumulation vorliegen.

5.5.2 Einfachlagenbetrachtung

Eine alternative Betrachtungsweise des Problems ergibt sich, wenn die Schichten als wenigstens teilweise separate Systeme betrachtet werden. Sowohl Schaltvorgänge als auch Widerstandsänderungen könnten jeweils von einer einzelnen Schicht selbst ausgehen. Die Anregung in Einfachlagen (engl. single layer) durch inhomogene Spinakkumulation an den Grenzflächen ist bereits mehrfach experimentell nachgewiesen worden [8, 9, 46]. So könnten z.B. die asymmetrische Spinakkumulationen durch die unterschiedlichen Kupferschichtdicken oder sonstige Zuleitungsgeometrien⁵ unter- und oberhalb des Pillars für von den klassischen Dreifachlagen (engl. Trilayer) abweichende Anregungen verantwortlich sein. Eine Anregung von Spinwellen in Dreifachlagen ist bereits in [46] vorgeschlagen worden. In Abbildung 5.15 ist die große Ähnlichkeit zwischen dem vorliegenden Trilayer und einem am gleichen Aufbau gemessenen single-layer aus [9] zu erkennen. Auch dieser single-layer hat die unerwartete Punktsymmetrie und das Anwachsen der kritischen Ströme mit kleinerer Feldstärke gezeigt. Die Widerstandsverringerng wird durch eine vom Strom erzeugte Großwinkelanregung (analog zum Theorieteil 2.9) mit horizontalen Inhomogenitäten erklärt. Diese Großwinkelspinwellen sorgen für sehr große Relativwinkel zwischen benachbarten Bereichen in der Grenzfläche. Ein stärkeres externes Feld verringert jedoch die möglichen Winkel. Dabei nähert sich der STT auf seiner (negativen) Wirkungsparabel von hohen Winkeln seinem Maximum. Mit zunehmendem Feld wird der STT effektiver, benötigt also geringeren kritischen Strom. Für die Punktsymmetrie negativer Felder ist auch hier keine einfache Erklärung ersichtlich.

⁵Polianski [47] sagt die Anregung von Spinwellen in Pillars senkrecht zum Strom im Falle asymmetrischer Zuleitungen voraus.

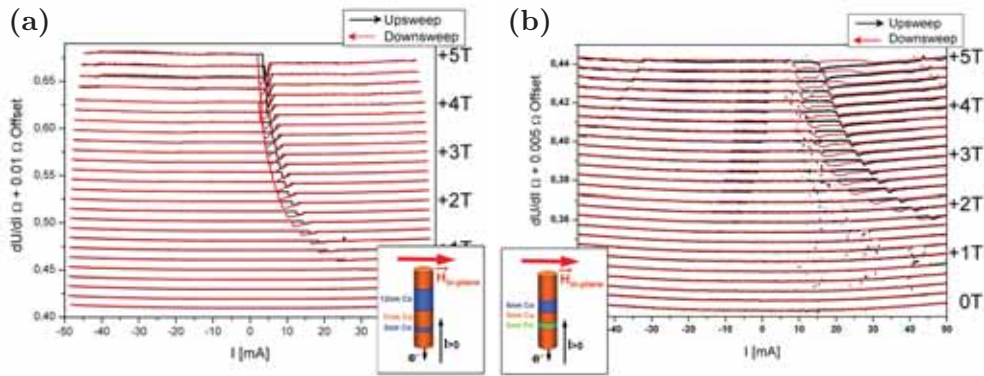


Abbildung 5.15: Vergleich der Einzelmessung (a) am eigenen Trilayer mit (b) einer in-plane-Messung an einem 6nm Singlelayer (mit einer 5nm dicken Paladiumschicht als Spindiffusor) aus [9]

5.6 Messergebnisse für Pillar B

5.6.1 Probenbeschreibung

Probe B besitzt einen Schichtstapel aus (Reihenfolge vom Bottomkontakt aus) 3nm Kobalt, 8nm Kupfer und 12nm Kobalt. Als Abschluss ist eine Deckschicht aus 500nm Kupfer und nachträglich für die leichtere Kontaktierung mit dem Bonder 3nm Titan (Haftsicht) mit einer finalen 25nm Goldschicht aufgedampft worden. Der Durchmesser des kreisrunden Pillars beträgt 110(10)nm. Im Unterschied zu Pillar A ist wegen Blasenbildung bei vorherigen Probenpräparationen trotz ausreichend hoher Bedampfungsraten in der UHV-Anlage eine Kupferhaftsicht unter den Schichtstapel von 10nm Kupfer mit einer Rate von 0,27nm/s in der HV-Anlage aufgedampft worden.

5.6.2 Einzelner Currentsweep

In der Abbildung 5.16 ist je ein Currentsweep mit 5T bzw. 0T (in-plane) im Bereich der Raumtemperatur (300K) zu sehen. Der parabolische Widerstandsverlauf ist in diesen Sweeps kaum zu erkennen. Die Widerstandsverläufe werden von einem großen Widerstandssprung mit großer Hysterese zwischen I_{c1}^{up} und I_{c1}^{down} nahezu symmetrisch um $I = 0mA$ geprägt. Für negative Ströme (Elektronen fließen zuerst durch den free-layer) liegt ein Plateau mit deutlich höherem Widerstand als für positive Ströme vor. Die Sprunghöhe beträgt hierbei nach der GMR-Definition 34%. Beim Upsweep springt der Widerstand bei $I_{c1}^{up} = 7,6mA$ in den niederohmigen Bereich. Beim umgekehrten Weg hingegen wird der hochohmige Bereich erst bei $I_{c1}^{down} = -4,8mA$ erreicht. Vor dem großen Sprung ist für beide Sweeprichtungen im niederohmigen Bereich ein leichter, negativer Widerstandspick zu erkennen. Es ist aus Abbildung 5.16 auch zu erkennen, dass der Widerstandsverlauf im Nullfeld keine Anregungen zeigt und weder auf Höhe der nieder- bzw. hochohmigen Ebenen der 5T-Messung liegen. Zusätzlich sind

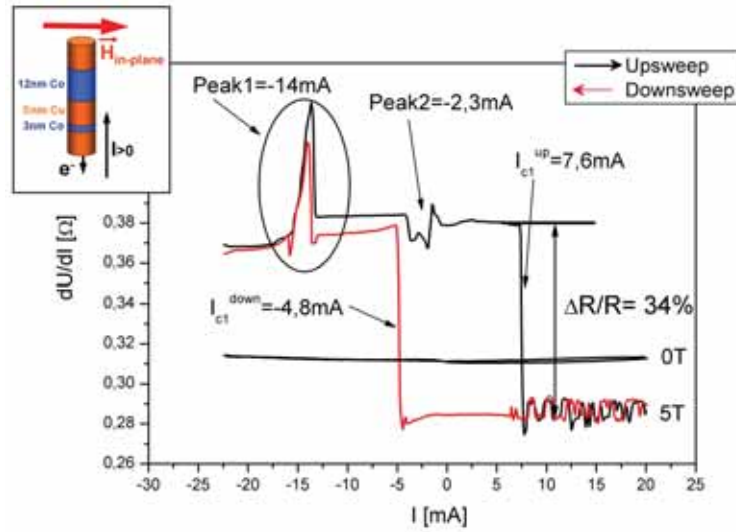


Abbildung 5.16: Currentsweep von Probe B bei 300K bei 5T (*in-plane*) und einer Nullfeldmessung

zwei sehr ausgeprägte Peaks und eine Ansammlung vieler kleiner Peaks über den gesamten niederohmigen Bereich (bei positiven Strömen über I_{ct}^{up}) zu erkennen. Der positive Peak1 ist bei etwa $-14mA$ für beide Sweeprichtungen in etwa gleicher Gestalt zu finden, der kleinere Peak2 ist hingegen nur im hochohmigen Bereich für positive Sweeprichtung bei etwa $-2,3mA$ zu erkennen. Die Ansammlung der sehr kleinen Peaks im niederohmigen Bereich über I_{ct}^{up} verläuft für kleine positive Ströme für beide Sweeprichtungen synchron, wird bei höheren Strömen dann asynchron.

5.6.3 Vergleich der Currentsweeps an frischer und belasteter Probe

Durch Current- und Fieldsweeps ist die Probe stark belastet worden. Wie im Kapitel zur Probenalterung (5.8.1) erläutert, verändert eine hohe Anzahl von Messungen den Verlauf der Widerstandskurve. Nach bereits 40 Messungen hat sich (siehe Currentsweeps in Abbildung 5.18) ein zweites, noch höherohmiges Plateau für negative Ströme auf dem in Abbildung 5.16 dargestelltes hochohmigen Plateau gezeigt. In Abbildung 5.17 wird eine spätere Messung mit diesem Plateau mit der ursprünglichen Messung 5.16(a) verglichen. Ebenfalls eingezeichnete Nullfeldsweeps machen deutlich, dass sich der Gesamtwiderstand kaum verändert hat.

Die ursprünglich sehr ausgeprägte Hysterese um $I = 0mA$ hat sich deutlich verringert (von 34% auf etwa 1,4%) und ist leicht zu negativen Strömen verschoben. Der ehemals hochohmige Zustand hat sich sehr dem Nullfeldwiderstand genähert. Die negativen Widerstandspeaks vor dem Sprung im niederohmigen Bereich haben sich deutlich weniger verringert als die Sprunghöhen selbst. Auch sind beide Peaks und die Ansammlung der sehr kleinen Peaks

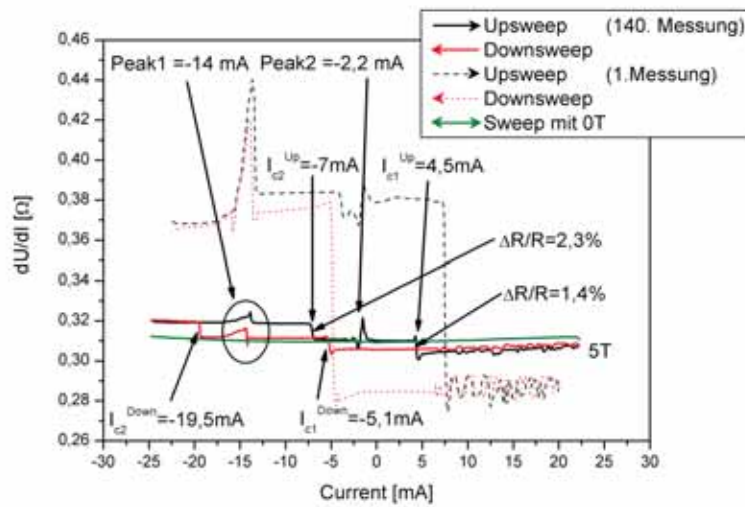


Abbildung 5.17: Currentsweep von Probe B nach ca. 140 Messungen bei 300K. Es handelt sich ebenfalls um eine 5T (in-plane) Messung. Gestrichelt ist eine der ersten Messungen (aus Abbildung 5.16) und zwei Nullfeldkurven (grün) nach etwa 30 bzw. 100 Messungen eingezeichnet. Auffällig ist die deutliche Verringerung des GMRs bei gleichem Widerstandsverlauf für die Nullfeldmessungen.

im niederohmigen Bereich zu erkennen. Die Positionen aller Peaks sind hierbei praktisch unverändert geblieben. Peak1 und die Ansammlung der kleinen Peaks sind deutlich kleiner geworden, wohingegen Peak2 nahezu unverändert geblieben ist. Für negative Ströme zeigt sich bei der stark beanspruchten Probe außerdem ein zweites, höherohmiges Plateau. Auch hier ist der kritische Strom für das Erreichen des ursprünglich hochohmigen Plateaus für positive Sweeprichtungen größer ($I_{c2}^{up} = -7\text{mA}$) als für die umgekehrte Sweeprichtung ($I_{c2}^{down} = -19,5\text{mA}$). Die Sprunghöhe beträgt etwa $\Delta R/R = 2,3\%$.

5.6.4 Currentsweeps bei verschiedenen Magnetfeldstärken

Für die Bewertung des Widerstandsverhaltens sind Currentsweeps bei verschiedenen Magnetfeldstärken durchgeführt worden (Abbildung 5.18).

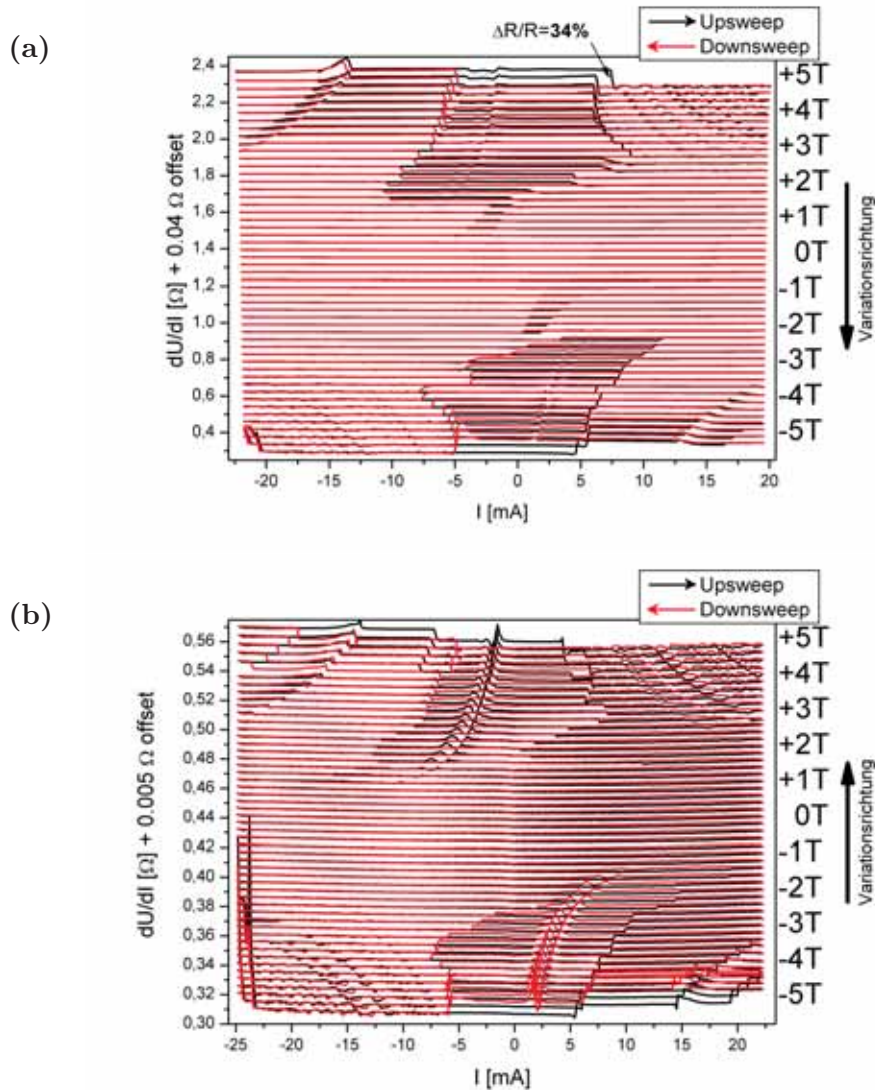


Abbildung 5.18: Currentsweeps von Probe B bei 300K für verschiedene Magnetfelder (*in-plane*) unterteilt nach Messrichtung: (a) +5 T \rightarrow -5 T und (b) -5 T \rightarrow +5 T

Positive Magnetfelder Bei Verringerung des Feldes wandern die Positionen der kritischen Ströme der Hysterese und der Peaks zunächst nichtlinear zu größeren Strombeträgen (negative kritische Ströme wandern zu noch größeren negativen Strömen). Die Hysterese wird breiter, nimmt aber auch an Höhe ab. Auch die anderen Peakstrukturen verringern ihre Amplitude und sind schließlich für kleine Felder verschwunden. Die kritischen Ströme für positive Ströme

ändern unterhalb von $3T$ ihre Richtung und wandern mit sinkenden Feldwerten in Richtung negative Ströme. Unterhalb von $2T$ springen die kritischen Ströme des Downsweeps nahe an die des Upsweeps heran und bilden eine sehr schmale Hysterese, die mit weiter fallenden Feldstärken in Richtung negativen Strömen verschoben wird. Erst unterhalb von $0,4T$ ist die Hysterese nicht mehr erkennbar. Die Beträge der kritischen Ströme der Peakstrukturen hingegen wachsen gleichmäßig an und zeigen keinen direkten Zusammenhang mit den kritischen Strömen der Hysterese. Peak2 ist auch bei $1,8T$ nur für positive Sweeprichtung (Upsweep) zu erkennen, obwohl dort bereits beide Sweeprichtungen im hochohmigen Zustand sind.

Negative Magnetfelder Wie bei Probe A ist der negative Feldbereich praktisch eine Punktspiegelung des positiven Feldbereichs mit Vertauschung der Stromrichtungen. Selbst die Substruktur aller Peaks wird vollständig gespiegelt. Abweichend zeigt sich ab $4,4T$ hingegen die in Abbildung 5.17 dargestellte zweite, höherohmige Ebene auf der bereits hochohmigen Ebene (nun bei positiven Strömen).

Verlauf der kritischen Ströme Zur Verdeutlichung des Verhaltens der kritischen Ströme in Abbildung 5.16(a) sind diese in den Abbildungen 5.19(a) und (b) explizit für die große Hysterese aufgetragen.

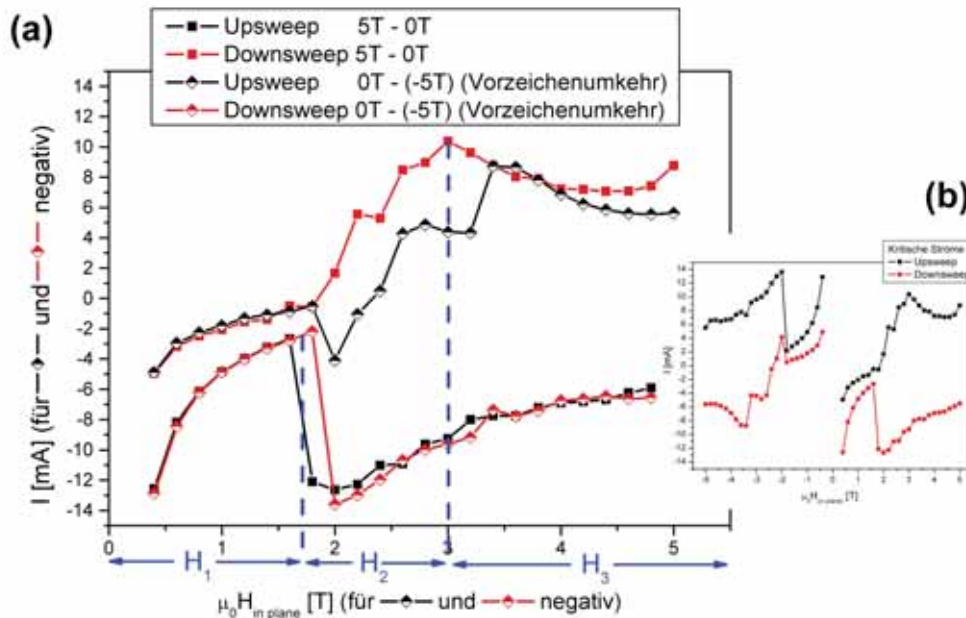


Abbildung 5.19: (b) Auftragung der Feldabhängigkeit der kritischen Ströme aus Abbildung 5.18(a). Es ist nur der Sprung zur dominierenden Hysterese aus Abbildung 5.16 betrachtet worden. Zur besseren Darstellung der Reproduzierbarkeit sind in der vergrößerten Abbildung (a) die kritischen Ströme für negative Feldwerte punktgespiegelt über die Ströme für positive Felder gelegt. Es sind drei verschiedene Feldbereiche zu erkennen.

Nun lassen sich die drei bereits angesprochenen Feldbereiche unterschiedlichen Verlaufs leicht erkennen:

- H_3 ($5T - 3T$) Analog zu Probe A nehmen die Beträge der kritischen Ströme zu.
- H_2 ($3T - 2T$) In diesem 'Übergangsbereich' bewegt sich der kritische Strom I_{c1} für den Sprung vom hochohmigen in den niederohmigen Zustand in Richtung $I = 0$.
- H_1 ($2T - 0T$) Es bildet sich neue, schmalere Hysterese, die sehr reproduzierbar ist (die Punktspiegelungen stimmen gut miteinander überein) und in die Strombereichsrichtung des hochohmigen Zustands abwandert.

Magnetfeldabhängigkeit der Sprunghöhe Ebenfalls lässt sich aus Abbildung 5.18 die Amplitude der starken Widerstandssprungstruktur in Abhängigkeit vom externen Feld darstellen: Abbildung 5.20. Um die Verringerung der Amplitude mit zunehmender Messanzahl zu zeigen, sind die negativen Feldwertergebnisse auf die positive Feldseite gespiegelt. Zwischen der ersten Messreihe

($5T \rightarrow -5T$, schwarz) und der zweiten Messreihe ($-5T \leftarrow 5T$, rot) mit deutlich geringerer Amplitude sind etwa 30 Fieldsweepmessungen gemacht worden. Selbst während einer Messreihe ist an den gespiegelten Verläufen eine deutliche Verringerung der Amplitude zu erkennen. Auch unterscheidet sich der Verlauf von dem aus Probe A bekannten Verlauf. Erst oberhalb von $3T$ (H_3) könnte das bekannte, lineare Ansteigen angenommen werden. Darunter ist ein parabolischer Anstieg zu erkennen.

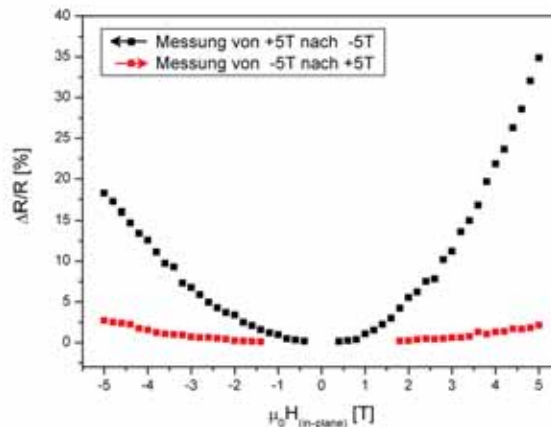


Abbildung 5.20: Abhängigkeit der Sprunghöhe ($\Delta R/R$) vom angelegten Magnetfeld).

5.6.5 Currentsweeps bei verschiedenen Temperaturen und Felddausrichtungen

Für Vergleichbarkeit der Proben A und B sind Messungen bei $10K$ durchgeführt worden. Zusätzlich zu diesen in-plane Messungen sind Magnetfeldvariationen mit out-of-plane Felddrichtung aufgenommen worden. Eine Übersicht über diese 4 Messungen ist in Abbildung 5.21 gegeben.

300K-Messungen Die Out-of-plane-Messung bei $300K$ ist praktisch identisch mit dem zuvor gemessenen in-plane Verlauf.

10K-Messungen Die $10K$ -Messungen unterscheiden sich hingegen deutlich von den $300K$ -Messungen und untereinander. In der In-plane-Messung ist nur ein hochohmiges Plateau bei hohen, negativen Strömen zu erkennen. Mit sinkendem Magnetfeld wandert dieser kritische Strom (in etwa gleich für beide Sweeprichtungen) zu höheren, negativen Strömen. Ein kleinerer Sprung zu höheren Widerständen ist nur für den Downsweep bei $I = 0mA$ zu erkennen. Dieser kleine Sprung fehlt bei der Out-of-plane-Messung vollständig. Das Plateau ist praktisch nicht zu erkennen und anstelle des großen Sprungs liegt ein kleiner, positiver Widerstandspeak gleicher Feldabhängigkeit vor. Bei beiden Messreihen

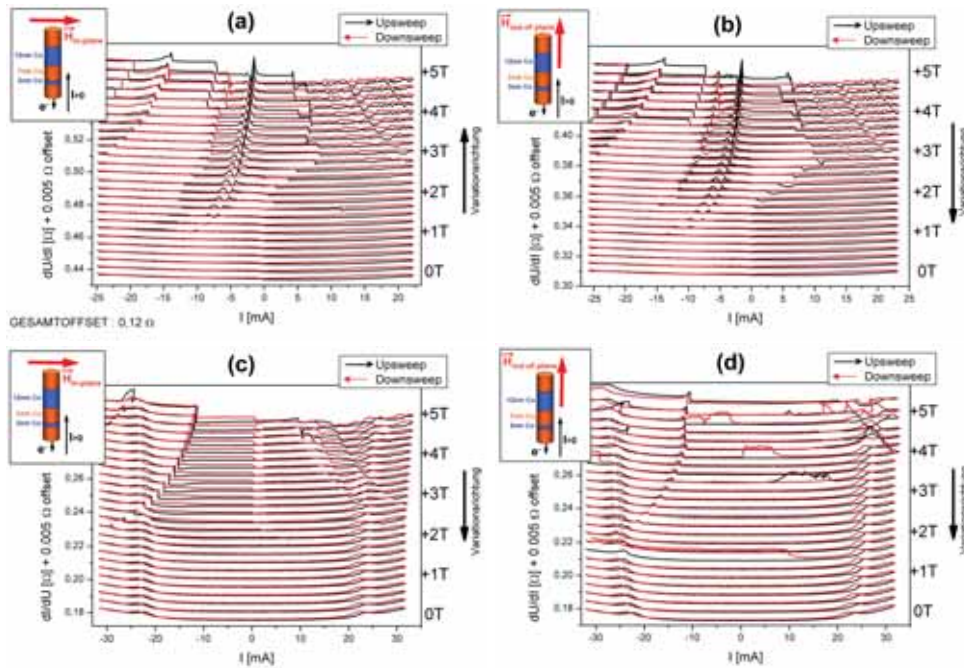


Abbildung 5.21: Currentsweeps mit Magnetfeldvariation bei verschiedenen Temperaturen und Magnetfeldrichtungen: Bei 300K mit (a) in-plane- und (b) out-of-plane-Feldern bzw. bei 10K mit (c) in-plane- und (d) out-of-plane-Feldern.

sind feldunabhängige Widerstandshügel bei etwa $\pm 25\text{mA}$ und insbesondere bei der Out-of-plane-Messung deutliche Schwankungen in den Kurven zu erkennen. Dies gibt Hinweise auf eventuelle Schädigungen der Probe durch die vorliegende lange Messzeit (in-plane nach ca. 200 Messungen bzw. out-of-plane nach 230 Messungen). Diese Ergebnisse sollen daher nicht eingehend betrachtet werden.

5.6.6 Magnetfeldsweeps bei festen Strömen

Als Ergänzung für die Interpretation der Currentsweeps sind ebenfalls Field-sweeps für definierte Ströme gemessen worden (Abbildung 5.22).

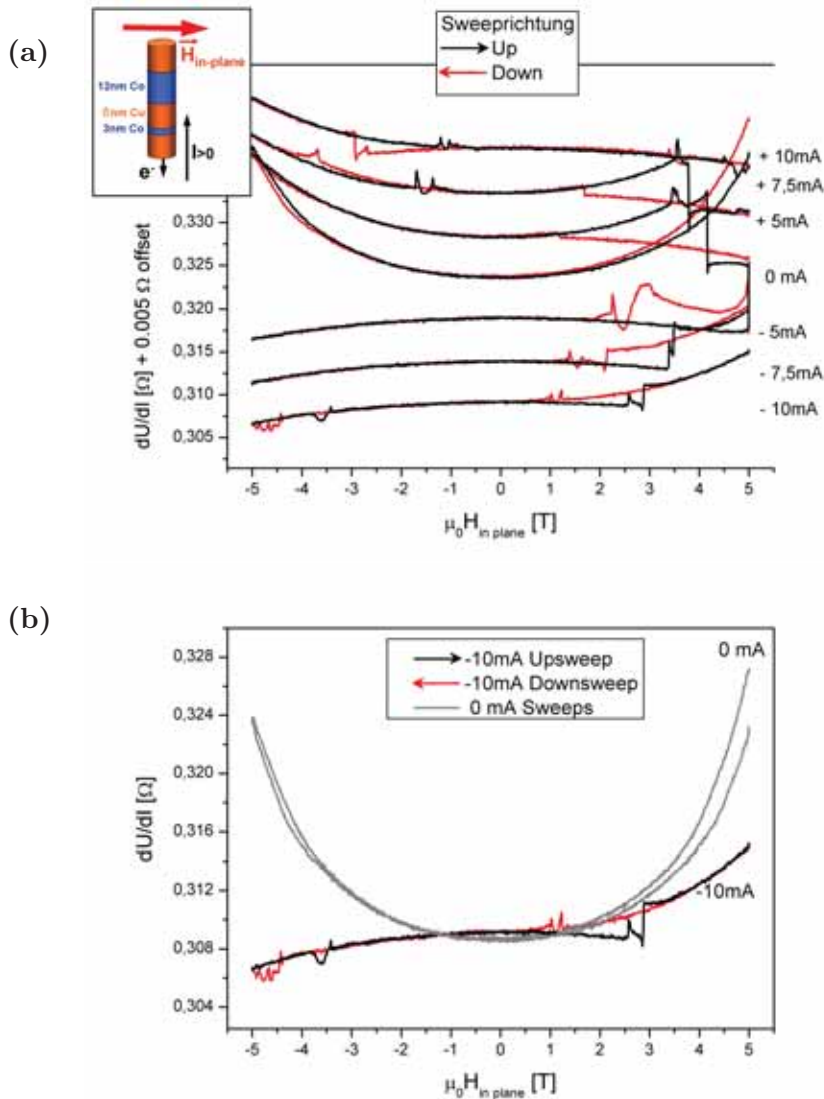


Abbildung 5.22: (a) Fieldsweeps bei 300K für verschiedene, konstante Probenströme. Sweeprate ca. 10mT/s (b) Zur Übersicht über die Wirkung von Probenstrom wurden die Sweepergebnisse für $I_{\text{Probe}} = 0\text{mA}$ und $I_{\text{Probe}} = -10\text{mA}$ ohne Offset übereinandergelagt. Auch hier ist eine Einteilung in Feldbereiche zu erkennen.

Im Fieldsweep ohne Probenstrom ist erneut das stark ausgeprägte, parabolische Verhalten mit höheren Widerständen bei hohen Feldern zu erkennen. Dies ist ebenfalls übereinstimmend mit dem offensichtlich magnetfeldabhängigen Widerstandsunterschied der Currentsweeps für 5T und 0T bei $I_{\text{Probe}} = 0\text{mA}$ aus Abbildung 5.16. In den Fieldsweeps mit $I_{\text{Probe}} \neq 0$ ist das parabolische Ver-

halten nur einseitig (positive Ströme \rightarrow Negative Feldseite, negative Ströme \rightarrow Positive Feldseite). Die jeweils andere Seite nähert sich mit wachsender Stromstärke kleineren Widerständen. Im Bereich mittlerer Feldstärken sind starke hysteretische Sprünge zu erkennen. Für eine leichtere Beschreibung werden im Folgenden die Sweeps nach ihren Magnetfeldbereichen aufgeteilt.

Auftrennung der Fieldsweeps in zwei unterschiedliche Bereiche Die Aufteilung in Abbildung 5.23 ist zwar naheliegend, aber dennoch zumindest im Falle der Betrachtungen für hohe Felder bereits eine Interpretation der vorhandenen Messergebnisse und daher nur unter Vorbehalt zu bewerten.

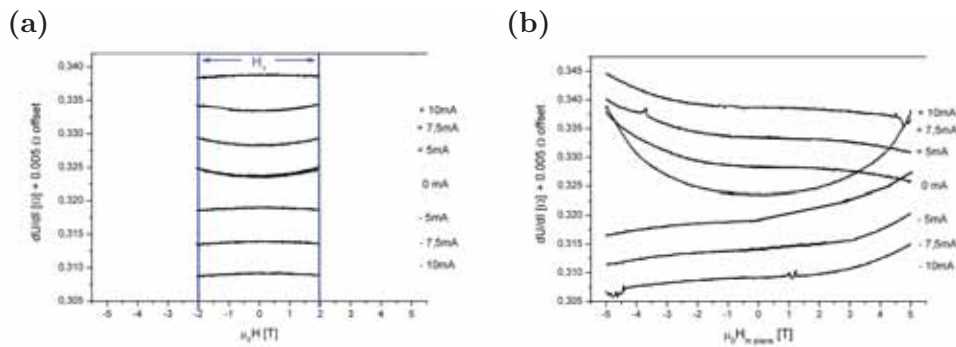


Abbildung 5.23: Unterteilung der Fieldsweeps bei festem Probenstrom aus Abbildung 5.22 für verschiedene Feldbereiche. In (a) ist der Verlauf skizziert worden, der zu erwarten gewesen wäre, falls die Sweeps bei $\mu_0 H = 0T$ begonnen hätten und nur bis maximal $\pm 2T$ (H_1) gegangen wären. In (b) hingegen ist angenommen worden, dass dieser H_1 -Bereich nicht existieren würde und die Kurven so verliefen, wie sie durch den Verlauf bei $\mu_0 H > 4T$ angedeutet sind.

- **H_1 -Bereich ($2T - 0T$)** Betrachtet man im Feldverlauf der Messungen in Abbildung 5.22 den H_1 -Bereich und geht davon aus, dass die Messung bei $0T$ begonnen und $2T$ nicht überschritten hätte, dürfte sich ein hysterese freier Verlauf wie in Abbildung 5.23(a) skizziert ergeben. Dieser H_1 -Verlauf ist durch parabolisches, um $\mu_0 H = 0T$ symmetrische, parabolischen Widerstandskurve charakterisiert. Für negative Ströme ($I < 0mA$) wachsen die Parabeln in Richtung kleinerer Widerstände (negative Krümmung). Die stromfreie Parabel hingegen ist positiv gekrümmt. Mit wachsenden positiven Strömen nimmt diese positive Krümmung ab und ist bei $I = 10mA$ wieder negativ. Insgesamt verhalten sich diese Sweeprichtungen nur spiegelsymmetrisch zur Achse bei $I = 0mA$.
- **H_3 -Bereich ($5T - 4T$)** Abbildung 5.23(b) skizziert den möglichen Widerstandsverlauf ohne den rein spiegelsymmetrischen Verlauf im H_1 -Bereich 5.23(a). Hier ist das parabolische Verhalten mit magnetfeldabhängiger Krümmung zu erkennen: Positive (Negative) Krümmung falls Magnetfeld und Strom ungleiche (gleiche) Vorzeichen besitzen. Die stromfreie Parabel hat als Übergang eine vollständig positive Krümmung. Dieser (theoretische) H_3 -Verlauf ist im Gegensatz zum H_1 -Verlauf punktsymmetrisch um

den Nullpunkt.

- **H_2 -Bereich ($4T-2T$)** In Abbildung 5.22 zeigt dieser Bereich den Übergang der beiden Feldbereiche. Stimmt der Krümmungsverlauf zwischen den verschiedenen Feldbereichen nicht überein, so ist ein hysteretischer Sprung zu erkennen. Kommt man z.B. bei der $I = -10mA$ - Messung (Abbildung 5.22(b)) von kleinen Feldwerten, so liegt zunächst eine negative Krümmung vor. Ab einer bestimmten Feldstärke $\mu_0 H_c$ springt der Kurvenverlauf nach einer charakteristischen Peakstruktur in einen Parabelverlauf mit positiver Krümmung, wie er im H_3 -Verlauf angenommen ist. Verringern des Feldes lässt den Widerstandsverlauf auch unterhalb der kritischen Feldstärke auf der Hochfeldparabel laufen. Erst bei einer Feldstärke nahe des H_1 -Verlaufs kommt es zur Bildung einer Peakstruktur und dem Rücksprung auf den H_1 -Verlauf. Dies führt zu einer Hysterese.

5.7 Diskussion der Messergebnisse für Pillar B

Obwohl die beiden Pillars A und B bei unterschiedlichen Temperaturen vermessen worden sind, zeigen sie als dominante magnetische Anregungen einen hochohmigen Zustand für negative Ströme (positive Ströme) bei positiven (negativen) in-plane Magnetfeldern. Ein genauer Vergleich ist wegen der Temperaturunterschiede nicht sinnvoll. Die bei Probe B durchgeführten $10K$ -Messungen zeigen einen Unterschied zwischen Messungen bei unterschiedlichen Temperaturen an. Wegen der Alterungserscheinungen werden auch diese $10K$ -Messungen nicht mit denen von Probe A verglichen. Für die Interpretation der dominanten Hysterese in den $300K$ -Messungen können auch wie bei Probe A die beiden Modelle (Schalten von einheitlicher bzw. inhomogener Magnetisierung) angewendet werden. Es kommt jeweils zu den gleichen Schwierigkeiten mit der Existenz von Dipolkopplung bzw. Vortexzustand bei hohen in-plane Feldern. Auch kann die Punktsymmetrie des Schaltverhaltens in der Abhängigkeit vom Magnetfeld nicht erklärt werden. Im Gegensatz zu Pillar A zeigt Pillar B jedoch ein neues, besser interpretierbares Verhalten im als H_1 -Bereich benannten Magnetfeld zwischen 0 und $2T$. Diese Currentsweeps sollen daher kurz mit dem Modell der einheitlichen Magnetisierungen verglichen werden. Die komplexe Magnetfeldabhängigkeit wird dabei nicht weiter betrachtet, da auch hier ein möglicher OMR-Effekt keine einheitliche Interpretation erlaubt.

Ein möglicherweise relevantes Ergebnis der Fieldsweeps ist jedoch im (theoretischen) H_1 -Bereich in Abbildung 5.23(a) zu erkennen: Das dortige Verhalten entspräche der für das Modell der einheitlichen Magnetisierungen geforderten Symmetrie. So verhalten sich die Sweeps spiegelsymmetrisch zu $B = 0T$ und unsymmetrisch im Strom (positive Krümmung für $I < 0mA$ und negative für $I > 0mA$). Da dieses Verhalten sich jedoch nicht in den Currentsweeps finden lässt, wird es nicht weiter betrachtet. Als Abschluss werden dafür die sehr ausgeprägten Peakstrukturen der Currentsweeps von Probe B diskutiert.

5.7.1 Modell einheitlicher Schichtmagnetisierungen (für $0T < B < 2T$)

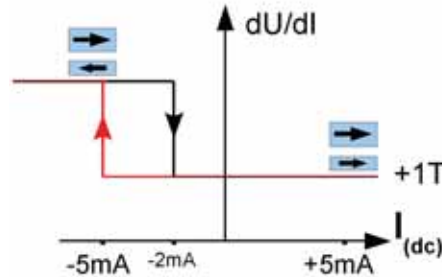


Abbildung 5.24: Skizzierung der STT-Interpretation der Messergebnisse von Field- und Currentsweeps bei Pillar B. Bei höheren negativen Strömen wird der STT als dominierender Effekt angenommen. Der feldsymmetrische STT-Effekt kann allerdings nicht bei negativen Feldern im Feldsweep gefunden werden.

Currentsweeps Im Feldbereich zwischen 0 und $2T$ ist eine markante, andere Feldabhängigkeit der Hysterese mit ihren kritischen Strömen zu sehen. Ohne Strom liegt immer ein niederohmiger Zustand vor. Er kann als Zustand paralleler Magnetisierungen angenommen werden, der ab einer bestimmten negativen kritischen Stromstärke durch den STT in einen antiparallelen (hochohmigen) Zustand geschaltet wird. Es muss keine für große Felder ($> 0,2T$) problematische Dipolkopplung im Grundzustand angenommen werden. Auch lässt sich das Anwachsen der kritischen Ströme mit sinkendem Feld ohne Dipolkopplung erklären: Bei kleineren Feldern schwächt eine nicht vollständig erreichte Sättigungsmagnetisierung des fixed-layers den STT-Effekt, weshalb für die Anregung ein höherer kritischer Strom benötigt wird.

Diskussion des Modells einheitlicher Magnetisierungen (ohne Dipolkopplung) Zwar sollte der Schichtstapel bei $2T$ in-plane Feldern bereits die Sättigung (max. $0,2T$) der Magnetisierung erreicht haben, allerdings ist möglich, dass z.B. sehr rauhe Oberflächen für zusätzliche Pinningeffekte und Erhöhung der Koerzitivfeldstärke sorgen. Ansonsten bleibt erneut die nicht erklärbare Asymmetrie des Widerstandsverlaufs für negative Feldwerte.

5.7.2 Diskussion der Peakstruktur

Peak1 ist reversibel, also dynamisch angeregt. Außerdem zeigt er, dass es noch höherohmige Zustände als das Plateau geben muss. Die Gleichsetzung des antiparallelen Zustands mit dem Plateau ist daher schwierig, da angeregte Spinwellenzustände eher zu Verringerung des Gesamtwiderstands führen sollten. Zwar verhalten sich die kritischen Ströme der Peaks unabhängig von denen der Hysterese (keine 3 Feldbereiche), dennoch kann nicht ausgeschlossen werden, dass

sich diese Anregungen in einem von der Hysterese betroffenen Teil des Pillarsystems abspielen. Peak2 ist nur für den Upsweep zu erkennen, selbst wenn die Hysterese nicht mehr darunter liegt.

5.8 Nichtmagnetische Effekte

5.8.1 Probenalterung

Ein allgemeines Problem stellt die Reproduzierbarkeit der Messungen dar. Die hohen Stromdichten und die Kombination aus großdimensionalen Kontaktflächen mit den klein dimensionierten Pillarstrukturen ergeben Belastungen für die Struktur des Pillars. Diese Belastungen können ein 'Altern', also eine zeitliche Veränderung, der Struktur erzeugen. Ein solcher Effekt ist in Abbildung 5.25 an der deutlichen Veränderung der kritischen Ströme nach mehrfachem Messen erkennbar. Die Nullfeldmessungen in Abbildung 5.17 zeigen, dass bei der Probenalterung der Gesamtwiderstand des Pillars in etwa erhalten bleibt und nur die magnetischen Schalteigenschaften (hier besonders die Schaltamplituden) beeinflusst werden.

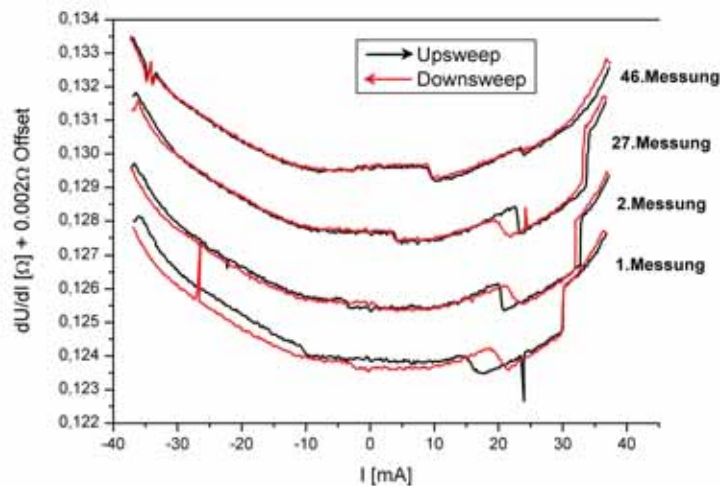


Abbildung 5.25: Alterung eines Pillars durch mehrfaches Messen. Andere Parameter wie externes Feld (5T, out-of-plane), Temperatur (10K) und Kontaktierung sind unverändert geblieben.

Die Stärke der eingesetzten Felder lässt magnetische 'Memory-Effekte' unwahrscheinlich erscheinen. Vielmehr muss sich durch die Messung der atomare bzw. kristalline Aufbau des Pillars verändern. Für dieses Veränderungen können verschiedene Ursachen vorliegen.

Elektromigration Als Elektromigration bezeichnet man einen Diffusionsprozess im stromdurchflossenen Leiter, bei dem Atome durch den Impulsübertrag gestreuter Elektronen hoher Stromdichten in Stromrichtung geschoben werden. Dieser Effekt tritt in der Regel im (idealen) Kristallgitter nicht auf, da zu wenig Streueffekte auftreten und die Bindungsenergie der Atome mit ihren Nachbarn zu groß ist. An Korngrenzen und Oberflächen hingegen gibt es viele Streueignisse und deutlich schwächer gebundene Atome, die entgegengesetzt zur Fehlstellenwanderung, an den Grenzflächen in Richtung des Elektronenstroms (Elektronenwind) diffundieren. Bei einseitigem Gleichstrom kommt es zu Abtragungen und Ansammlungen an verschiedenen Stellen des Leiters. Je größer die Anzahl an Grenzflächen, also je kleiner die mittlere Korndichte, desto mehr mögliche Diffusionskanäle sind vorhanden. Störungen des Stromes treten meist an Mehrfachkorngrenzen oder Inhomogenitäten des Stromflusses auf (z.B. geometriegegebene Inhomogenitäten). Im vorliegenden Pillarsystem hingegen werden die jeweils wechselnden Stromrichtungen kaum Defekte wie größere Lochstellen erzeugen, da die Diffusionsrichtung regelmäßig umgekehrt wird. Vermischungen der verschiedenen Atome im Bereich der Materialgrenzflächen hingegen sind durchaus möglich und nicht weniger problematisch. Die Erhöhung der Grenzflächenrauigkeit durch Vermischungen würde erklären, warum die magnetischen Schalteigenschaften verändert werden, der Gesamtwiderstand des Pillars jedoch erhalten bleibt. Dies wäre bei einem gerichtetem Materialtransport nicht der Fall. Einseitig gerichtete Elektromigration wird zusätzlich durch die geringe Pillarhöhe verringert. Bei kurzen metallischen Leitern erzeugen einseitig verschobene Atome einen (elastischen) Spannungsgradienten im Kristallgitter, der die Elektromigration kompensieren kann. Die (stromdichten- und materialabhängige) kritische Untergrenze für Elektromigration ('Blechlänge') liegt für einen typischen Leiter im Bereich von $1\mu\text{m}$ bis $100\mu\text{m}$ [83]. Zusätzlicher Schutz vor Elektromigration wird durch Verringerung der mittleren Korngröße und Zuleitungen, die möglichst homogenen Stromfluss gewährleisten, ermöglicht.

Thermische Spannung Die thermischen Ausdehnungskoeffizienten der Pillars bzw. deren metallischen Kontakte sind deutlich kleiner als die des stabilisierenden PMMAs ($\kappa_{Co} = 17 \cdot 10^{-6} 1/K$ bzw. $\kappa_{Cu} = 12,5 \cdot 10^{-6} 1/K$ vs. $\kappa_{PMMA} \approx 70 \cdot 10^{-6} 1/K$ [72]). Beim Einfrieren von $300K$ auf $10K$ 'schrumpft' das PMMA unter dem Topkontakt. Es kann angenommen werden, dass daher beim Einfrieren bzw. Auftauen der Proben von $300K$ auf $10K$ durch die unterschiedliche Ausdehnung horizontal und lateral Spannungen an den Pillars anliegen.⁶ Diese Spannungen können durch blockierte Versetzungen insbesondere in den sehr heterogenen (da Schichtstapel aus verschiedenen Materialien) Pillarstrukturen leicht Spannungsrisse erzeugen, die durch Ausdehnung bzw. Schließen wieder-

⁶Nach $\Delta L = L_0 \cdot \kappa \cdot \Delta T$ ergibt sich bei $\Delta T = 300K$ lateral eine unterschiedliche Ausdehnung von etwa einem Nanometer (Stauchung), horizontal könnte sich der $750\mu\text{m}$ breite Topkontakt je nach Haftungspunkt deutlich weiter verschieben (Scherspannung) Eine einfache Abschätzung ist wegen der komplexen Wechselwirkungen des elastischen Verhaltens des Materialsystems 'Substrat/Bottomkontakt/PMMA/Topkontakt' nicht möglich

um für einen Materialtransport im Pillar sorgen. Auch bieten diese zusätzlichen Fehlstellen der Elektromigration weitere Angriffsfläche. Auch bei Proben, die nicht eingefroren worden sind, können thermische Spannungen aufgrund der jouschen Wärmeproduktion durch die hohen Stromdichten nicht ausgeschlossen werden. Hierbei kommt es auf den thermischen Kontakt zwischen Pillar, Topkontakt und Substrat an. Das PMMA hat hingegen nur eine praktisch vernachlässigbare Wärmeleitfähigkeit ($Cu : 400W/mK \gg PMMA : 0,2W/mK$ [72]).

Thermomigration Die Jousche Wärme kann auch zu einer Thermomigration führen. Durch die vermuteten unterschiedlichen Wärmeableitungsfähigkeiten von Top- und Bottomkontakt könnte innerhalb der Pillarstruktur ein Temperaturgradient vorliegen. Dieser treibt analog zu einem elektrischen Feld Atome wie bei der Elektromigration durch Leerstellenwanderung in Bereiche niedriger Energie ('von warm zu kalt'). In elektrischen Schaltkreisen sind bereits bei Temperaturgradienten von $3000K/cm$ [84] Thermomigrationsprozesse beobachtet worden. Auf die Größenordnung des Pillars ($100nm$) ergibt sich dafür nur eine notwendige Temperaturdifferenz von $0,3K$ zwischen Top- und Bottomkontakt. Im Gegensatz zur Elektromigration ist hier die wechselnde Gleichstromrichtung nicht relevant, da die Jousche Wärme unabhängig von der Stromrichtung produziert wird.

Chemische Diffusion Die chemische Diffusion aufgrund unterschiedlicher Co- und Cu-Konzentrationen an den Metallgrenzflächen hingegen benötigt eine relativ hohe thermische Anregungsenergie um einen wesentlichen Beitrag zur Schädigung der Pillarstruktur leisten zu können. Deutliche, punktuelle Verfärbungen unbekanntes Ursprungs auf den Topkontakten lassen aber Temperaturen auf dem Pillar von $> 200^\circ C$ möglich erscheinen

Ausgasung des PMMAs Die angesprochenen Verfärbungen, so sie Resultat von PMMA Ausgasungen sind, zeigen auch dies als mögliche Ursache an: Ausgasungen sorgen für Spannungen und Verformungen im Topkontakt und damit im Pillar selber. Dies führt zu den gleichen Effekten wie die direkten thermischen Spannungen.

Oxidation Auch Oxidation wäre eine denkbare Erklärung der Topkontaktverfärbung nach mehreren Messvorgängen. Alle hier gezeigten Messungen fanden um PPMS unter einem geringen Vakuum ($6mbar$) statt. Beim Transfer der Proben könnte jedoch durch die Raumluft eine Kupferoxidschicht gebildet werden, die ausreichend Sauerstoff für eine Oxidation des Pillars zur Verfügung stellt. Durch die Unterbrechung der Vakuumkette während der Produktion könnte auch hier Sauerstoff z.B. an den Pillarwänden oder direkt im PMMA eingelagert werden. Eine Unsicherheit stellt auch der Sauerstoffgehalt des sehr leicht oxidierbaren Kobalts aus dem Elektronenstrahlverdampfer dar. Durch Diffusion des Sauerstoffs während der Aufheizung des Pillars durch den

Messstrom könnten die Kobaltschichten weiter oxidiert und damit magnetisch unempfindlicher werden. Für die Oxidation des Topkontakts spricht das Unterbleiben der Verfärbung bei Proben, die auf dem Topkontakt über eine Goldschicht verfügen.

Fazit der Probenalterung

Abschließend kann nicht mit Sicherheit eine Ursache identifiziert werden. Ein Ersetzen von PMMA durch einen anderen Isolator dürfte vermutlich wesentliche Vorteile bringen, da Ausgasungen vermieden und ein Anlassen der Pillarstrukturen möglich wäre. Dadurch verringert sich die mittlere Korngröße und damit auch Elektro- und Thermomodiffusion. Ein Topkontakt vollständig aus Gold könnte potentielle Oxidation ausschließen. Thermische Spannungen hingegen werden nur durch deutlich kleinere Topkontakte verringert sein.

5.8.2 Kontaktinvarianz

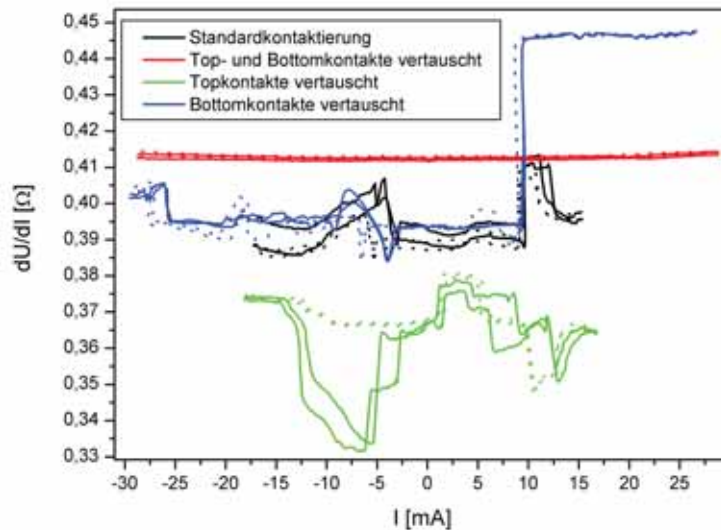


Abbildung 5.26: Currentsweep an einem Pillar bei $5T$, in $-plane$ und $300K$. Es ist nur die Zuleitungsanordnung verändert worden. Die Stromrichtung durch den Pillar ist unverändert geblieben. Bei Austausch nur einer Zuleitung können induktive Kopplungen nicht ausgeschlossen werden, da in jeweils einem Kabel Strom und Spannung gleichzeitig transportiert worden sind.

Die Vierpunktmessung ist eingesetzt worden um die Zuleitungskontakte aus den Widerstandsmessungen herauszunehmen. Versuche mit systematischem Austausch der Zuleitungen haben je nach Zuleitungskombination sehr deutliche Unterschiede im Messverlauf gezeigt. Dieses bisher ungeklärte Problem erschwert

eine systematische Auswertung. Eine mögliche Erklärung könnten die vermuteten inhomogenen, zuleitungsbedingten Stromflüsse innerhalb des Pillars sein. Diese werden abhängig von der Zuleitungskombination sein. Auch könnten zufällige kleine Kurzschlüsse im PMMA parallel zum Pillar je nach Lage der Zuleitungspotentiale unterschiedliche Überbrückungsströme aufweisen. Auswirkung der Zuleitungsanordnung auf z.B. die Currentsweeps und deren asymmetrische Magnetfeldabhängigkeit sind nicht ausreichend untersucht und können nicht ausgeschlossen werden.

5.9 Probenstromberechnung

Aufbaubedingt ist bei Messwerten in Transportmessungen anstelle des Probenstroms nur eine Aufnahme der Probenspannung durch das Messprogramm erfolgt. Der Probenstrom I_{Probe} ist aus dem differentiellen Widerstand und der Probenspannung nach $I_{Probe} = dI/dU * U_{Probe}$ berechnet worden. In den Currentsweepdiagrammen haben sich häufig mehrfache Widerstandswerte bei einer Stromstärke ergeben. Dies ist als schräger Peak der roten Linie in Abbildung 5.27 (im Ausschnitt) zu erkennen.

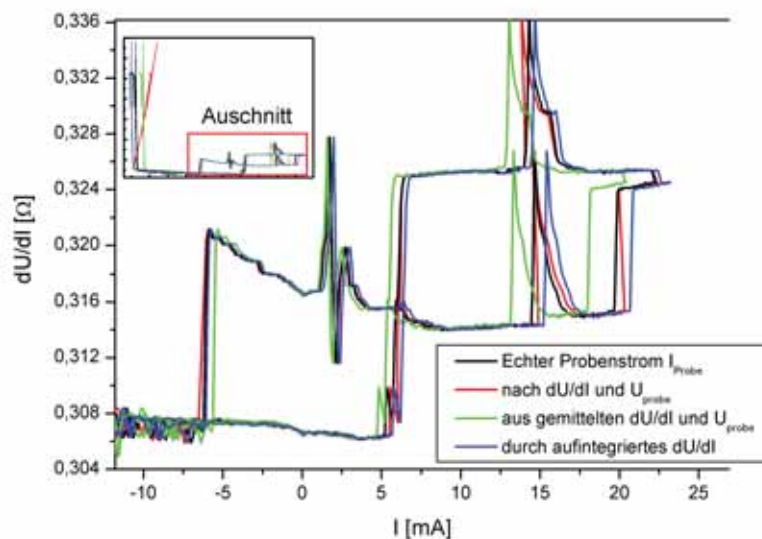


Abbildung 5.27: Currentsweepdiagramm für den Vergleich verschiedener Methoden für die Probenstromberechnung. Als Beispiel wurde die Messung bei $-5T$ aus Abbildung 5.18(b) verwendet.

Als alternative Berechnung werden dort zwei Verfahren vorgestellt, mit denen aus Messungen ohne den echten Probenstrom dieser näherungsweise bestimmt werden kann.

- **Gemittelter Widerstand** Der Probenstrom wird für jeden Messwert aus der aktuellen Probenspannung und dem Mittel des differentiellen Widerstands über alle Messwerte berechnet.

$$I(U_{probe}) = \langle dU/dI \rangle^{(-1)} \cdot U_{probe} \quad (5.2)$$

- **Integrierter Strom** Der Probenstrom wird hierbei bis zur gegebenen Probenspannung aufintegriert.

$$I(U_{probe}) = \int_0^{U_{Probe}} \left(\frac{dU}{dI} \right)^{(-1)} dU \quad (5.3)$$

Beide alternative Verfahren liefern nicht den exakten Probenstrom. Dies ist an den unterschiedlichen kritischen Strömen in Abbildung 5.27 zu erkennen. Dennoch wird das Verfahren des mittleren Widerstands für alle stromabhängigen Widerstandsverläufe (Currentsweeps) verwendet. Dieses Verfahren ist einfach zu realisieren, verhindert mehrfache Messwerte an einem Stromwert und gibt in etwa den realen Widerstandsverlauf wieder.

Zusammenfassung und Ausblick

6.1 Zusammenfassung

Die Zusammenfassung wird im Hinblick auf die in der Einleitung vorgestellten Ziele geordnet.

Charakterisierung und Weiterentwicklung des Präparationsverfahrens Das Präparationsverfahren ist erfolgreich weiterentwickelt worden: Der Einsatz des neu entwickelten Bedampfungsmaskensystems hat von Beginn der Experimente an die Anzahl der gleichzeitig auf einem Substrat erstellten Pillars von ursprünglich 6 auf 30 erhöht. Die Kontaktierung dieser großen Anzahl an Kontakten ist mit der zusätzlichen Haftschrift aus Gold auf den Topkontakten vereinfacht und beschleunigt worden. Auf diese Weise ist es möglich, durch das Präparationsverfahren eine große Anzahl an Pillars mit kontrollierbaren Durchmessern im Bereich von $100nm$ mit einer Genauigkeit von weniger als $10nm$ und Wänden steiler als 8° Neigung herzustellen. Die Pillars sind dank der Wärmeableitung zu ihren großzügig dimensionierten Top- und Bottomkontakten in der Lage, auch hohe Stromdichten von bis zu $50 \cdot 10^8 A/cm^2$ auszuhalten. Die erhoffte Reproduzierbarkeit von magnetischen Anregungs- und Schalteigenschaften auf einem einzelnen Substrat bei Pillars mit gleichem Schichtaufbau ist mehrfach bestätigt worden. Es sind auch Unterschiede in Transportmessungen an Pillars mit unterschiedlichen Schichtdicken zu erkennen. Diese Unterschiede sind reproduzierbar.

Hierfür ist das Lithographieverfahren ausgiebig charakterisiert und viele Belichtungsparameter optimiert worden. Auch ist das Haftungsproblem der Metallschichten auf dem PMMA durch den Einsatz von höheren Bedampfungsraten gelöst worden. Das PMMA selber hat sich nur bedingt als Trägermaterial

geeignet erwiesen. Neben den Haftungsproblemen ist insbesondere die geringe thermische Stabilität eine Unzulänglichkeit des PMMAs, weshalb dieser in einer Weiterentwicklung durch einen oxidischen Isolator ersetzt werden wird. Die Grundlagen einer solchen Weiterentwicklung durch die Verwendung von Negativ-Resist sind erfolgreich getestet worden, da es gelungen ist, Löcher in einem Isolatormaterial zu realisieren, in denen Pillarstrukturen eingedampft werden können.

Messung und Interpretation von magnetischen Anregungen und Schaltvorgängen Es ist gelungen magnetische Anregungen und Schaltvorgänge an verschiedenen Proben sowohl bei $10K$ als auch $300K$ und externen in-plane bzw. out-of-plane-Magnetfeldern von bis zu $8T$ in Transportmessungen festzuhalten. Dabei zeigten sich im Vergleich mit anderen Arbeiten an diesem Probensystem außergewöhnlich starke Widerstandsänderungen (bis zu $\Delta R/R = 34\%$ gegenüber z.B. 5% bei Raumtemperatur aus [39, 85]). Auch konnte das bereits ansatzweise in [9] beobachtete ausgeprägten punktsymmetrische Verhalten der Currentsweeps mit Magnetfeldvariation übersichtlich dargestellt werden. Es handelt sich um ein bisher nicht beobachtetes, neuartiges Phänomen, das weder durch das in der Theorie vorgestellte Modell der einheitlichen Magnetisierungen noch durch das Vortex-Oersted-Modell erklärt werden konnte. Neben dem unbekanntem, dominieren Anregungseffekt ist durch Vergleiche der Fieldsweeps bei kleinen Feldern (siehe Abb. 5.7) mit anderen Arbeiten der Grundzustand bei den $10K$ -Messungen von Pillar A mit hinreichender Sicherheit identifiziert worden: Es handelt sich konform zum Modell einheitlicher Magnetisierungen um zwei homogen magnetisierte Schichten paralleler Orientierung die durch das Magnetfeld zum Schalten in einen antiparallelen Zustand überführt werden können. Anhand dieses Ergebnisses zeigt sich, dass das dominierende Schaltverhalten anderer Natur sein muss und ein angepasstes, neues Beschreibungsmodell gefunden werden muss.

6.2 Ausblick

Das wichtigste Ziel bleibt die kontinuierliche Verbesserung der Reproduzierbarkeit der magnetischen Schalteigenschaften. Da sich das PMMA als unvorteilhafter Isolator erwiesen hat, wird die Probenpräparation zukünftig mit dem Negativ-Resist-Verfahrens durchgeführt werden. Die Ergebnisse der Optimierung des Lithographieschritts können auch für dieses Verfahren übernommen werden, so dass als nächster Schritt direkt die Wachstumsmoden der Kobalt und Kupferschichten untersucht und zu epitaktischem Lagenwachstum hin verändert werden können.

Ein weiteres Ziel ist die Identifikation der beobachteten magnetischen Anregungen.

Hierfür können Computersimulationen auch mit Berücksichtigung des Oerstedfeldes und des Spinstromes durchgeführt und mit den experimentellen Ergebnissen verglichen werden. Es sind zusätzliche Messungen des dynamischen Schalt-

verhaltens denkbar, die mehr Vergleichs- bzw. Anpassungsmöglichkeiten zwischen Experiment und Simulation liefern. Hierfür bietet sich die Aufnahme des Mikrowellenleistungsspektrums des Pillars mit einem geeigneten Spektrometer (technische Details z.B. in [86]) an. Dieses Spektrum wird durch Spannungsfuktuationen aufgrund wechselnder Relativwinkel der magnetischen Momente der Ferromagneten gebildet.

Neben den indirekten Methoden zur Untersuchung der Magnetisierung durch Widerstandsmessung wäre auch eine direkte Beobachtung der Magnetisierung zumindest einer magnetischen Schicht möglich. Mit einem hochauflösenden (auf einige Nanometer) magnetisch sensitiven PEEM-Mikroskop¹ sind direkte Abbildungen der Magnetisierung möglich. Um die dicken Metallschichten des Topkontakts zu umgehen, müsste Glas als Substrat verwendet werden. Damit kann der free-layer direkt von unten durch das Substrat abgebildet werden. Durch einen optischen Schalter und einen gepulsten Laser können zusätzlich kurze Strompulse an den Pillar angelegt werden. Eine variable Kopplung des Röntgenstrahlungspulses im PEEM-Mikroskop mit dem Laser- bzw. Strompuls würde auch zeitaufgelöste Aufnahmen der Anregungen ermöglichen: Das PEEM-Bild wird dabei stroboskopartig in unterschiedlichen Zeitabständen vom Start des Strompulses aufgenommen.

Eine bessere Vergleichbarkeit mit anderen Arbeiten und den hier vorgestellten theoretischen Modellen könnte durch die gezielte Untersuchung des Kleinfeldbereiches von einigen wenigen $100mT$ bieten. In diesem Feldbereich sind sowohl Vortextzustände als auch einheitliche Magnetisierungen beobachtet worden. Auch spielt die Formanisotropie in diesem Feldbereich eine größere Rolle und gibt z.B. bei einer elliptischen Grundfläche der Pillars eine Vorzugsmagnetisierungsrichtungen vor. Eine solche Strukturierung ist jedoch wegen dem großen Abstand der mit Lithographie zu definierenden Pillars und den daraus resultierenden Ungenauigkeiten bei der Belichtung (siehe 'Flächenbelichtung' in Kap. 4.3.2) mit dem 'One-step-prozess' nicht möglich. Alternativ kann jedoch z.B. durch den Einbau einer antiferromagnetisch koppelnden Materialschicht in den Schichtstapel direkt an den fixed-layer dieser magnetisch fixiert werden.

¹PEEM: 'Photoemission Electron Microscopy' Oberflächen (wenige nm Tiefe) abbildende Messtechnik, bei der orts aufgelöst die Intensität der aus einer Probe durch einen Röntgenpuls emittierten Photoelektronen gemessen wird. Durch spinabhängige Streuquerschnitte können zusätzlich magnetische Informationen gewonnen werden. Details siehe [87]

KAPITEL 7

Anhang

Neben konkreten Verbesserungsvorschlägen für eine weiterführende Arbeit werden, zum Vergleich, weitere Messungen an Pillarpaaren mit jeweils gleichem Schichtaufbau gezeigt.

Konkrete Verbesserungsvorschläge Auf Grund der gemachten Erfahrungen ergeben sich neben den langfristigen Zielen eine Reihe konkreter und detaillierter Verbesserungsvorschläge und Anregungen sowohl für die Probenpräparation als auch die Transportmessungen für weiterführende Arbeiten. In diesem Abschnitt sollen sie stichwortartig (bzw. als Skizze in Abbildung 7.1) getrennt nach Zugehörigkeit zu Präparationsverfahren und Transportmessungen aufgeführt werden.

Anregungen für das Präparationsverfahren

- Negativ-Resist-Verfahren und damit den Isolator Al_2O_3 anstelle des PMMAs anwenden.
- Glätten des Bottomgoldkontakts durch Anlassen auf $150^\circ C$ (für 30 min) direkt nach dem Aufdampfen.
- Probe vor Aufbringen des Schichtstapels in der UHV-Anlage ausbacken.
- Versuche zum Schichtwachstum systematisch mit dem REM, LEED und dem AFM durchführen. Laut [63] ist Lagenwachstum erreichbar, falls die Probe beim Bedampfen mit dem Schichtsystem auf $150^\circ C$ geheizt wird.
- Den kompletten Topkontakt in der HV-Anlage aus Gold aufdampfen. Evtl. auch in der UHV-Anlage zunächst eine dünne Goldschicht in das Loch und auf die finalen $30nm$ Kupfer aufdampfen um Verunreinigungen (Oxidation) des Schichtstapels durch die Transportkontaminationen auszuschließen.
- Alternative für die finale Haftschrift zum Bonden der Topkontakte: Neben dem Bottomkontakt in der Bottomkontaktmaske Löcher jeweils unter den Topkontakten bohren. Dadurch gibt es auch Titan mit Gold unter dem Topkontakt auf dem Silizium und es entfällt ein möglicherweise schädlicher erneuter Einbau in die Topmaske. Durch das PMMA kann auf eine solche Unterlage problemlos gebondet werden. Evtl. ist eine Haftschrift bei Verwendung Al_2O_3 auch nicht mehr notwendig.
- Kurz vor Abschluss dieser Arbeit ist der Probenstisch im REM besser justiert worden, wodurch der Fokus auf einer größeren Fläche scharf bleibt. Möglicherweise sind damit nun auch Pillarstrukturen mit der Flächenbelichtung und damit in unterschiedlicher Grundflächenform realisierbar.

Anregungen für die Transportmessungen

- Systematische Variation der Zuleitungen um deren Einfluss auf die Messergebnisse zu untersuchen.
- Regelmäßige Prüfung des Isolatormaterials auf Kurzschlüsse (Proben ohne Pillars).
- Drehen des Substrats auf dem Halter um zu testen, ob es man die gleiche Effekte (Polaritätswechsel der kritischen Ströme) in den Currentsweeps wie bei einer einfachen Feldumkehr bekommt (siehe Abb. 7.1).

-
- Weitere Versuche mit reinen Kupferpillars durchführen, um sicher zu gehen, dass es sich bei den Anregungen um rein magnetische Effekte des Schichtsystems handelt: Insbesondere die Variation der Zuleitungen und Currentsweeps unter verschiedenen Magnetfeldwinkeln (analog zu Abbildung 7.1). Magnetsweeps könnten Aufschluss über den Einfluss des OMR-Effekts geben (parabolische Widerstandskurven auch ohne magnetischen Schichtstapel).
 - Regelmäßig langsamere Sweeps machen um zu prüfen, ob die potentiell dynamischen Anregungen ihre Form verändern und damit Zeitabhängigkeiten zeigen.
 - Von eine Probe mit deutlichen magnetischen Anregungen sollten bei gleichbleibendem Magnetfeld möglichst viele Currentsweeps aufgenommen werden, um genauer zu untersuchen, wie sie sich mit der Zeit verändert. Auf diese Weise sollten mögliche Maßnahmen gegen die Probenalterung überprüfbar werden können.
 - Das Messprogramm umbauen um immer den Probenstrom und die Probenspannung gleichzeitig zu messen. Damit kann der DC- mit dem differentiellen Widerstand verglichen werden.
 - Wichtige praktische Tipps:
 - Es sollte immer mit Currentsweepsmessungen und kleinen Magnetfeldern begonnen werden, da sonst eventuell ein Verlust der Kleinfeldstrukturen bzw. Veränderung der Probe durch starke Felder eintritt.
 - Beim Einkühlen des Substrats am PPMS mindestens 20 min nach dem Einkühlen warten, da der Temperaturmessfühler nicht die wirkliche Proben temperatur angibt.
 - Alle Proben sollten nach Möglichkeit immer in-plane und out-of-plane vermessen werden. Für die Symmetriebetrachtungen sollte auch immer von $+5T$ bis $-5T$ gemessen werden.

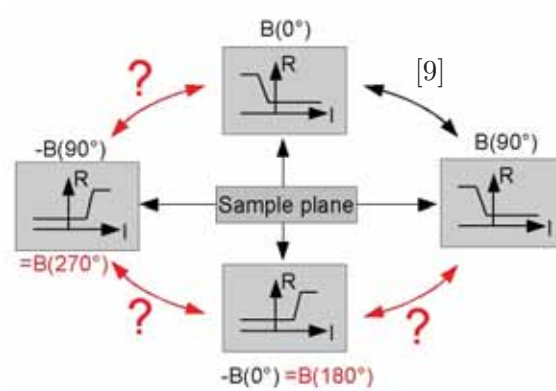


Abbildung 7.1: Zukünftige Fragestellung: Änderung des Magnetfeldvorzeichens ergibt eine Umkehr der Polarität der kritischen Ströme sowohl für in plane als auch out of plane Felder. Es sollte geprüft werden, ob eine Drehung der Probe um 180° diese Ergebnisse reproduziert und wie der Polarisationswechsel über die Winkelvariation stattfindet. Bisher wurden Currentsweeps mit Winkelvariationen nur zwischen 0° und 90° durchgeführt [9]. Die bisher unbekannt Verläufe sind mit '?' gekennzeichnet. Bei Messungen müsste sich auch ein AMR-Effekt zeigen.

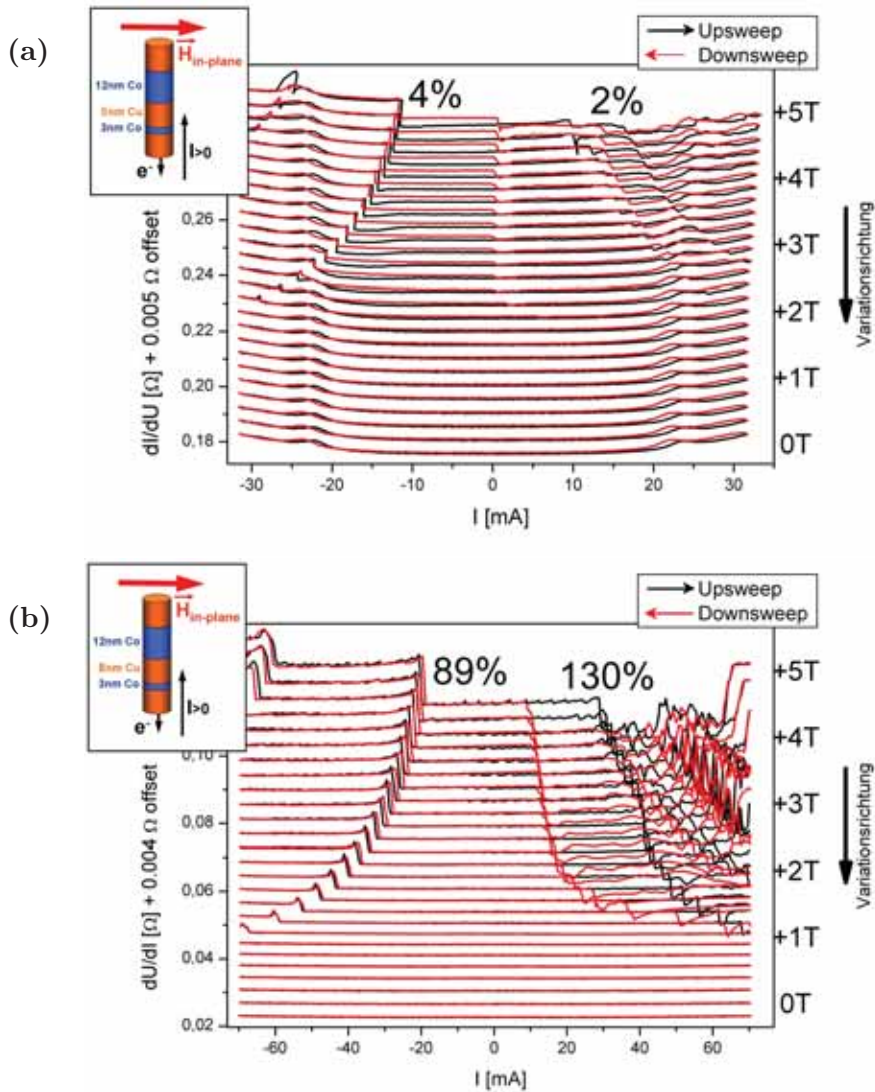


Abbildung 7.2: Currentsweeps bei 10K mit Magnetfeldvariation (in-plane) an Pillars mit dem Schichtstapel 3nm Co / 8nm Cu / 12nm Co. Bei (a) handelt es sich um die 10K-Messung von Pillar B (Abbildung 5.21(b)). In der Messung (b) an einem anderen Pillar (auf einem anderen Substrat) sind sehr ähnliche Anregungsmuster zu erkennen. Sowohl der Sprung mit kleiner Hysterese für negative Ströme als die deutlich breitere Hysterese für positive Ströme sind bei beiden Messungen vorhanden. In (a) sind die Sprungamplituden deutlich geringer. Dieses könnte, neben den zusätzlichen, nahezu statischen Effekten, auf die Probenalterung von Pillar B zurückgeführt werden.

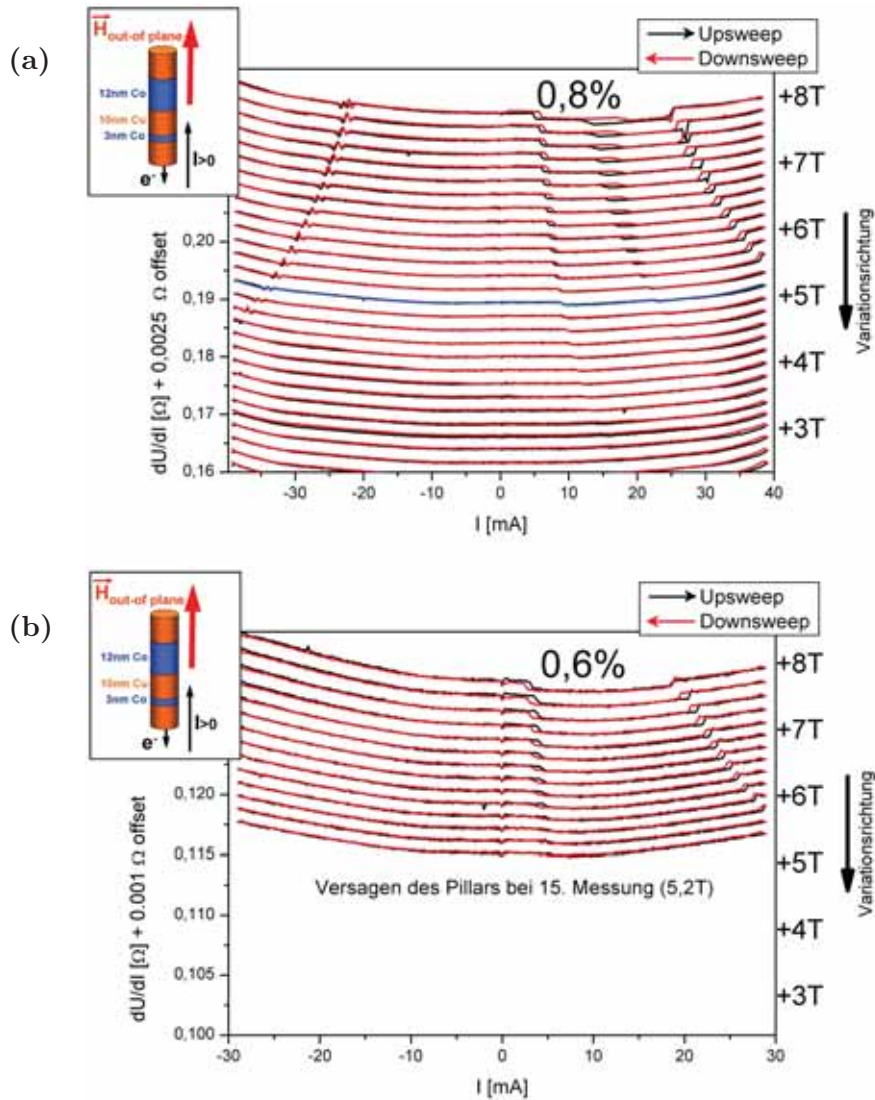


Abbildung 7.3: Currentsweeps bei 10K mit Magnetfeldvariation (out-of-plane) an Pillars mit dem Schichtstapel 3nm Co / 10nm Cu / 12nm Co. Der blau markierte Currentsweep in (a) bei 5,2T zeigt an, bei welchem Currentsweep der andere Pillar in Messung (b) zerstört worden ist. Diese Pillars haben einen dickeren Spacer als die bisher gezeigten Pillars und weisen ein anderes Schaltverhalten auf.

Literaturverzeichnis

- [1] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Phys. Rev. B*, 39(7):4828–4830, Mar 1989.
- [2] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas. Giant magnetoresistance of (001)fe/(001)cr magnetic superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, 61(21):2472–2475, Nov 1988.
- [3] J. C. Slonczewski. Current-driven excitation of magnetic multilayers. *J. Magn. Magn. Mater.*, 159:L1–L7, 1996.
- [4] L. Berger. Emission of spin waves by a magnetic multilayer traversed by a current. *Phys. Rev. B*, 54(13):9353–9358, Oct 1996.
- [5] M. Tsoi, A. G. M. Jansen, J. Bass, W.-C. Chiang, M. Seck, V. Tsoi, and P. Wyder. Excitation of a magnetic multilayer by an electric current. *Phys. Rev. Lett.*, 80(19):4281–4284, May 1998.
- [6] E. B. Myers, D. C. Ralph, J. A. Katine, R. Louie, and R. A. Buhrman. Current-induced switching of domains in magnetic multilayer devices. *Science*, 285(5429):867–870, August 1999.
- [7] J. Z. Sun. Current-driven magnetic switching in manganite trilayer junctions. *J. Magn. Magn. Mater.*, 202(1):157–162, June 1999.
- [8] B. Özyilmaz. *Spin Transfer in Magnetic Nanopillar Junctions*. PhD thesis, New York University, 2005.
- [9] A. Parge. *Current-Induced Excitations in Ferromagnetic Single Layer and Trilayer Nanodevices*. PhD thesis, Georg August Universität Göttingen, 2007.
- [10] J. A. Katine, F. J. Albert, R. A. Buhrman, E. B. Myers, and D. C. Ralph. Current-driven magnetization reversal and spin-wave excitations in co /cu

- /co pillars. *Phys. Rev. Lett.*, 84(14):3149–3152, Apr 2000.
- [11] J. Z. Sun, D. J. Monsma, D. W. Abraham, M. J. Rooks, and R. H. Koch. Batch-fabricated spin-injection magnetic switches. *Appl. Phys. Lett.*, 81(12):2202–2204, 2002.
- [12] Anne Parge, Tore Niermann, Michael Seibt, and Markus Münzenberg. Nanofabrication of spin-transfer torque devices by a polymethylmethacrylate mask one step process: Giant magnetoresistance versus single layer devices. *J. Appl. Phys.*, 101(10):104302, 2007.
- [13] H. Lüth H. Ibach. *Festkörperphysik*. Springer Berlin, 1993.
- [14] E. C. Stoner. Collective electron ferromagnetism. *Proc. Roy. Soc. A*, 165:372–414, 1938.
- [15] F. J. Himpsel and D. E. Eastman. Experimental energy-band dispersions and magnetic exchange splitting for cobalt. *Phys. Rev. B*, 21(8):3207–3213, Apr 1980.
- [16] T. L. Gilbert. A lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetization field. *Phys. Rev.*, 100:1243, 1955.
- [17] J. A. Osborn. Demagnetizing factors of the general ellipsoid. *Phys. Rev.*, 67(11-12):351–357, Jun 1945.
- [18] R. I. Joseph. Ballistic demagnetizing factor in uniformly magnetized cylinders. *J. Appl. Phys.*, 37(13):4639–4643, 1966.
- [19] L. D. Buda, I. L. Prejbeanu, U. Ebels, and K. Ounadjela. Investigation of 3d micromagnetic configurations in circular nanoelements. *J. Magn. Magn. Mater.*, 242-245(Part 2):996–998, April 2002.
- [20] R. Hassdorf K. Shigeto T. Shinjo, T. Okuno and T. Ono. Magnetic vortex core observation in circular dots of permalloy. *Science*, 289:930, August 2000.
- [21] S. Urazhdin, C. L. Chien, K. Y. Guslienko, and L. Novozhilova. Effects of current on the magnetic states of permalloy nanodiscs. *Phys. Rev. B*, 73(5):054416, 2006.
- [22] Bruce A. Gurney, Virgil S. Speriosu, Jean-Pierre Nozieres, Harry Lefakis, Dennis R. Wilhoit, and Omar U. Need. Direct measurement of spin-dependent conduction-electron mean free paths in ferromagnetic metals. *Phys. Rev. Lett.*, 71(24):4023–4026, Dec 1993.
- [23] M. D. Stiles and J. Miltat. *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures III: Topics in Applied Physics 101*, chapter Spin Transfer Torque and Dynamics, pages 225–308. Berlin: Springer, 2006.
- [24] Saunders N. W. Ashcroft, N. D. Mermin. *Solid State Physics*. Orlando, 1976.
- [25] M. D. Stiles and A. Zangwill. Anatomy of spin-transfer torque. *Phys. Rev. B*, 66(1):014407, Jun 2002.
- [26] J. Bass and W. P. Pratt. Current-perpendicular (cpp) magnetoresistance in

- magnetic metallic multilayers. *J. Magn. Magn. Mater.*, 200(1-3):274–289, October 1999.
- [27] N. F. Mott. The resistance and thermoelectric properties of the transition metals. *Proc. Roy. Soc.*, 156:888, 1936.
- [28] A. Fert and I. A. Campbell. Two-current conduction in nickel. *Phys. Rev. Lett.*, 21(16):1190–1192, Oct 1968.
- [29] Xavier Waintal, Edward B. Myers, Piet W. Brouwer, and D. C. Ralph. Role of spin-dependent interface scattering in generating current-induced torques in magnetic multilayers. *Phys. Rev. B*, 62(18):12317–12327, Nov 2000.
- [30] F. J. Jedema, A. T. Filip, and B. J. van Wees. Electrical spin injection and accumulation at room temperature in an all-metal mesoscopic spin valve. *Nature*, 410(6826):345–348, March 2001.
- [31] Asya Shpiro, Peter M. Levy, and Shufeng Zhang. Self-consistent treatment of nonequilibrium spin torques in magnetic multilayers. *Phys. Rev. B*, 67(10):104430, Mar 2003.
- [32] S. Zhang, P. M. Levy, and A. Fert. Mechanisms of spin-polarized current-driven magnetization switching. *Phys. Rev. Lett.*, 88(23):236601, May 2002.
- [33] J. C. Slonczewski. Currents and torques in metallic magnetic multilayers. *J. Magn. Magn. Mater.*, 247(3):324–338, June 2002.
- [34] R. Lehdorff, M. Buchmeier, D. E. Burgler, A. Kakay, R. Hertel, and C. M. Schneider. Asymmetric spin-transfer torque in single-crystalline fe/ag/fe nanopillars. *Phys. Rev. B*, 76(21):214420, 2007.
- [35] J. Barnaś, A. Fuss, R. E. Camley, P. Grünberg, and W. Zinn. Novel magnetoresistance effect in layered magnetic structures: Theory and experiment. *Phys. Rev. B*, 42(13):8110–8120, Nov 1990.
- [36] C. Vouille A.Fert, editor. *30. Ferienkurs des Instituts für Festkörperforschung: Magnetische Schichtsysteme*, chapter D1, pages 9–11. Forschungszentrum Jülich, 1999.
- [37] Shufeng Zhang and Peter M. Levy. Conductivity perpendicular to the plane of multilayered structures. volume 69, pages 4786–4788. AIP, 1991.
- [38] S. F. Lee, Q. Yang, P. Holody, R. Loloee, J. H. Hetherington, S. Mahmood, B. Ikegami, K. Vigen, L. L. Henry, P. A. Schroeder, W. P. Pratt, and J. Bass. Current-perpendicular and current-parallel giant magnetoresistances in co/ag multilayers. *Phys. Rev. B*, 52(21):15426–15441, Dec 1995.
- [39] B. Ozyilmaz, A. D. Kent, D. Monsma, J. Z. Sun, M. J. Rooks, and R. H. Koch. Current-induced magnetization reversal in high magnetic fields in co/cu/co nanopillars. 91(6):067203, Aug 2003.
- [40] R. H. Koch, J. A. Katine, and J. Z. Sun. Time-resolved reversal of spin-transfer switching in a nanomagnet. *Phys. Rev. Lett.*, 92(8):088302, Feb 2004.

- [41] W. Chen, M. J. Rooks, N. Ruiz, J. Z. Sun, and A. D. Kent. Spin transfer in bilayer magnetic nanopillars at high fields as a function of free-layer thickness. *Phys. Rev. B*, 74(14):144408, 2006.
- [42] Y. Acremann, J. P. Strachan, V. Chembrolu, S. D. Andrews, T. Tylliszczak, J. A. Katine, M. J. Carey, B. M. Clemens, H. C. Siegmann, and J. Stohr. Time-resolved imaging of spin transfer switching: Beyond the macrospin concept. *Phys. Rev. Lett.*, 96(21):217202, 2006.
- [43] M. A. Zimmler, B. Özyilmaz, W. Chen, A. D. Kent, J. Z. Sun, M. J. Rooks, and R. H. Koch. Current-induced effective magnetic fields in *co/cu/co* nanopillars. *Phys. Rev. B*, 70(18):184438, Nov 2004.
- [44] S. Mangin, D. Ravelosona, J. A. Katine, M. J. Carey, B. D. Terris, and Eric E. Fullerton. Current-induced magnetization reversal in nanopillars with perpendicular anisotropy. *Nat Mater*, 5(3):210–215, March 2006.
- [45] M. Tsoi, J. Z. Sun, M. J. Rooks, R. H. Koch, and S. S. P. Parkin. Current-driven excitations in magnetic multilayer nanopillars from 4.2 k to 300 k. *Phys. Rev. B*, 69(10):100406, Mar 2004.
- [46] B. Ozyilmaz, A. D. Kent, J. Z. Sun, M. J. Rooks, and R. H. Koch. Current-induced excitations in single cobalt ferromagnetic layer nanopillars. *Phys. Rev. Lett.*, 93(17):176604, Oct 2004.
- [47] M. L. Polianski and P. W. Brouwer. Current-induced transverse spin-wave instability in a thin nanomagnet. *Phys. Rev. Lett.*, 92(2):026602, Jan 2004.
- [48] E. Fawcett. High-field galvanomagnetic properties of metals. *Journal Advances in Physics*, 13(Issue 50):139 – 191, April 1964.
- [49] Robert I. Potter. Magnetoresistance anisotropy in ferromagnetic *nicu* alloys. *Phys. Rev. B*, 10(11):4626–4636, Dec 1974.
- [50] H. Ebert, A. Vernes, and John Banhart. Anisotropic electrical resistivity of ferromagnetic *co-pd* and *co-pt* alloys. *Phys. Rev. B*, 54(12):8479–8486, Sep 1996.
- [51] S.-H. Horng C. Zheng Y. Tong R.Y. Ju K. Dieny B. Li, M. Liao. Reduction of amr effect in giant magnetoresistance spin valve structures. *IEEE T. Magn.*, 37(Issue: 4, Part 1):1733–1735, Jul 2001.
- [52] *Produkt Broschüre für PPMS, LOT-Oriel GmbH & Co. KG* (http://www.lot-oriel.com/site/images/ppms_16tesla_01.gif).
- [53] *Produkt Broschüre für PPMS, Quantum Design.*
- [54] J. Ackermann. *Handbuch für die Rasterelektronenmikroskope SUPRA(VP) und ULTRA.* Carl Zeiss NTS GmbH, 2004.
- [55] H. Kano, K. Kagawa, A. Suzuki, A. Okabe, K. Hayashi, and K. Aso. Substrate temperature effect on giant magnetoresistance of sputtered *co/cu* multilayers. *Appl. Phys. Lett.*, 63(20):2839–2841, 1993.
- [56] Motofumi Suzuki and Yasunori Taga. Role of interfacial roughness in the giant magnetoresistance in *co/cu* superlattices. *Phys. Rev. B*, 52(1):361–365, Jul 1995.

-
- [57] Peter Haasen. *Physikalische Metallkunde*. Springer Berlin, 1974.
- [58] J. P. Renard, P. Beauvillain, C. Dupas, K. Le Dang, P. Veillet, E. Velu, C. Marliere, and D. Renard. Large magnetoresistance effects in uhv grown fcc (111) co/cu multilayers. *J. Magn. Magn. Mater.*, 115(2-3):L147–L151, September 1992.
- [59] S Muller K Heinz and L Hammer. Crystallography of ultrathin iron, cobalt and nickel films grown epitaxially on copper. *J. Phys.: Condens. Matter*, 11(48):9437–9454, 1999.
- [60] P. Bödeker, A. Abromeit, K. Bröhl, P. Sonntag, N. Metoki, and H. Zabel. Growth and x-ray characterization of co/cu (111) superlattices. *Phys. Rev. B*, 47(4):2353–2361, Jan 1993.
- [61] K. Le Dang, P. Veillet, E. Velu, S. S. P. Parkin, and C. Chappert. Influence of crystal structure on the magnetoresistance of co/cu multilayers. *Appl. Phys. Lett.*, 63(1):108–110, 1993.
- [62] J. de la Figuera, J. E. Prieto, C. Ocal, and R. Miranda. Scanning-tunneling-microscopy study of the growth of cobalt on cu(111). *Phys. Rev. B*, 47(19):13043–13046, May 1993.
- [63] G. R. Harp, S. S. P. Parkin, R. F. C. Farrow, R. F. Marks, M. F. Toney, Q. H. Lam, T. A. Rabedeau, and R. J. Savoy. Growth temperature dependence of magnetoresistance in co/cu(111) wedged superlattices. *Phys. Rev. B*, 47(14):8721–8733, Apr 1993.
- [64] James W. Mayer Leonard C. Feldman. *Fundamentals of surface and thin film analysis*. North-Holland, New York-Amsterdam-London, 1986.
- [65] Dr.-Ing. Michael Kahl. Exposure of dot and circle arrays with raith ebl systems. Technical report, RAITH GmbH, 2002.
- [66] Archie P. Smith, Richard J. Spontak, and Harald Ade. On the similarity of macromolecular responses to high-energy processes: mechanical milling vs. irradiation. *Polymer Degradation and Stability*, 72(3):519–524, June 2001.
- [67] Michael Hillmann. *3-dimensionale Nanostrukturierung mittels fokussierter Ionenstrahlithographie*. PhD thesis, Ruhr-Universität Bochum, 2001.
- [68] V Chabasseur-Molyneux C J B Ford I Zailer, J E F Frost and M Pepper. Crosslinked pmma as a high-resolution negative resist for electron beam lithography and applications for physics of low-dimensional structures. *Semiconductor Science and Technology*, 11(8):1235–1238, 1996.
- [69] *Raith GmbH, Lithography Training Course 2007, Talks*.
- [70] John William ; Klomparens Karen L. Flegler, Stanley L. ; Heckman. *Elektronenmikroskopie : Grundlagen, Methoden, Anwendungen*. Spektrum, Akad. Verl., (Heidelberg), 1995.
- [71] B. Van Waeyenberge, A. Puzic, H. Stoll, K. W. Chou, T. Tylliszczak, R. Hertel, M. Fahnle, H. Bruckl, K. Rott, G. Reiss, I. Neudecker, D. Weiss, C. H. Back, and G. Schutz. Magnetic vortex core reversal by excitation with short bursts of an alternating field. *Nature*, 444(7118):461–464, No-

- vember 2006.
- [72] Goodfellow GmbH (<http://Goodfellow.com>).
 - [73] Xilin Peng, Haiwen Xi, Eric Granstrom, and Song Xue. Current-induced hysteretic switching and reversible transition of magnetization in spin-valve structures with current constraint paths in spacer layers. *Phys. Rev. B*, 72(5):052403, 2005.
 - [74] J. Z. Sun, D. J. Monsma, T. S. Kuan, M. J. Rooks, D. W. Abraham, B. Oezylmaz, A. D. Kent, and R. H. Koch. Spin-torque transfer in batch-fabricated spin-valve magnetic nanojunctions (invited). *J. Appl. Phys.*, 93(10):6859–6863, 2003.
 - [75] *The Object Oriented Micro Magnetic Framework (OOMMF) project at the NIST, available at <http://math.nist.gov/oommf/>.*
 - [76] A. Wachowiak, J. Wiebe, M. Bode, O. Pietzsch, M. Morgenstern, and R. Wiesendanger. Direct Observation of Internal Spin Structure of Magnetic Vortex Cores. *Science*, 298(5593):577–580, 2002.
 - [77] T. Okuno, K. Shigeto, T. Ono, K. Mibu, and T. Shinjo. Mfm study of magnetic vortex cores in circular permalloy dots: behavior in external field. *J. Magn. Magn. Mater.*, 240(1-3):1–6, February 2002.
 - [78] *Vorläufige Ergebnisse einer Computersimulation mit OOMMF - von M. Bolte (Universität Hamburg).*
 - [79] J. G. Deak. Effect of vortex handedness on spin momentum torque dynamics in dual-vortex ferromagnetic nanopillar structures. volume 103, page 07A505. AIP, 2008.
 - [80] V. S. Pribiag, I. N. Krivorotov, G. D. Fuchs, P. M. Braganca, O. Ozatay, J. C. Sankey, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman. Magnetic vortex oscillator driven by d.c. spin-polarized current. *Nat Phys*, 3(7):498–503, July 2007.
 - [81] Jean-Guy Caputo, Yuri Gaididei, Franz G. Mertens, and Denis D. Sheka. Vortex polarity switching by a spin-polarized current. *Phys. Rev. Lett.*, 98(5):056604, 2007.
 - [82] Yaowen Liu, Huan He, and Zongzhi Zhang. Spin-torque-driven vortex dynamics in a spin-valve pillar with a perpendicular polarizer. *Appl. Phys. Lett.*, 91(24):242501, 2007.
 - [83] I. A. Blech. Electromigration in thin aluminum films on titanium nitride. *J. Appl. Phys.*, 47(4):1203–1208, 1976.
 - [84] M.O. Wu B.Y. Chan Y.C. Yang, D. Alam. Thermomigration in eutectic tin-lead flip chip solder joints. In *Electronics Packaging Technology Conference, EPTC '06*, 2006.
 - [85] S. Urazhdin, Norman O. Birge, W. P. Pratt, and J. Bass. Current-driven magnetic excitations in permalloy-based multilayer nanopillars. *Phys. Rev. Lett.*, 91(14):146803, Oct 2003.
 - [86] S. I. Kiselev, J. C. Sankey, I. N. Krivorotov, N. C. Emley, R. J. Schoelkopf, R. A. Buhrman, and D. C. Ralph. Microwave oscillations of a nanomagnet

driven by a spin-polarized current. *Nature*, 425(6956):380–383, September 2003.

- [87] W. Kuch. *Magnetic Imaging, in Magnetism: A Synchrotron Approach*. Springer Berlin, 2006.

Danksagung

An erster Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. Markus Münzenberg für die Begleitung meiner Arbeit danken. Er ermöglichte es mir, die Herausforderungen des Themas mit großem experimentellem Spielraum mit verschiedenen Ansätzen zu bearbeiten. Gleichzeitig konnte ich jederzeit auf Geduld und hilfreiche Ratschläge seinerseits vertrauen.

Herrn Professor Dr. Kirchheim danke ich für Übernahme des Korreferats.

Darüber hinaus möchte ich auch den Mitgliedern der Arbeitsgruppe Münzenberg danken. Im Speziellen: Dr. Anne Parge für die ausführliche Einweisung in den von ihr bereits weit entwickelten Aufbau. Gerrit Eilers wegen der Unterstützung bei der UHV-Probenpräparation und der Auskunft bei technischen Fragen während der Verbesserung des Messaufbaus. Jakob Walowski und insbesondere Benjamin Lenk möchte ich für die zahlreichen Hilfestellungen bei Softwareproblemen danken.

Ursula Scherff, Martje Wübbena und Malte Schmidt danke ich für die Fehlersuche in der fast fertigen Arbeit.

Ferner danke ich Kai Gehrke und Uta Bete aus der 1. Physik für die gute Zusammenarbeit am PPMS bzw. REM.

Zu guter Letzt möchte ich meinen Eltern und Freunden für die Unterstützung und Geduld während meines Studiums danken.