

Spin-Transfer-Torque in ferro/nichtferromagnetischen Säulenstrukturen

Von der Fakultät für Physik
der Universität Duisburg-Essen

zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften

genehmigte Dissertation

von

Oliver Posth

aus Potsdam

Referent: Prof. Dr. G. Dumpich

Korreferent: PD Dr. D. Bürgler

Tag der mündlichen Prüfung: 12. Oktober 2010

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird der Spin-Transfer-Torque-Effekt in säulenartigen ferro-/nichtferromagnetischen Schichtstrukturen untersucht. Durch ihn kann die Richtung der Magnetisierung allein mit Hilfe eines Stromes beeinflusst werden, was üblicherweise über den Riesenmagnetowiderstands-Effekt nachgewiesen wird. In dieser Arbeit wird zum ersten Mal die ferromagnetische Resonanz für dessen Nachweis benutzt, indem die Stromabhängigkeit der Dämpfung der Magnetisierung gemessen wird. Der entscheidende Vorteil gegenüber der Widerstandsmessmethode besteht darin, dass die Effekte bei erheblich geringeren Stromdichten untersucht werden können.

Die Untersuchungen werden zum einen an Co/Cu/Py-Pillarstrukturen durchgeführt, wobei Co als Spinpolarisator dient und die Auswirkung des Spin-Transfer-Torque anhand der Py-Schicht detektiert wird. Des Weiteren werden Messungen an Schichtsystemen durchgeführt, in denen als Polarisatoren [Co/Pt]- und [Co/Ni]-Multilagen mit senkrechter magnetischer Anisotropie verwendet werden. Damit kann der Winkel zwischen Polarisator- und Analysatormagnetisierung und somit der Einfluss des Spin-Transfer-Torques auf die Dämpfung der Py-Magnetisierung vergrößert werden.

Die Strukturen werden mit Hilfe von Elektronenstrahlolithographie hergestellt und kontaktiert, wobei eine große Anzahl identischer Pillarstrukturen präpariert werden, die alle in Reihe miteinander elektrisch verbunden sind. Damit kann die Stromdichte in den Strukturen maximiert werden.

Messungen am Co/Cu/Py-System zeigen einen Einfluss des Spin-Transfer-Torques auf die Dämpfung der Py-Magnetisierung. Abhängig von der Stromrichtung kann diese gedämpft oder entdämpft werden, was anhand der veränderten FMR-Linienbreite detektiert werden kann. Es zeigt sich zudem der von der Theorie vorhergesagte lineare Zusammenhang zwischen Linienbreite und Stromdichte. Analytische Berechnungen der Größe des Spin-Transfer-Torques zeigen außerdem auch eine quantitative Übereinstimmung mit dem Experiment.

Messungen an [Co/Pt]/Cu/Py-Proben zeigen überraschenderweise keinen Einfluss des Spin-Transfer-Torques auf die Linienbreite. Vermutlich führen die Pt-Schichten der Multilage zu einer starken Verringerung der Spinpolarisation, obwohl sie andererseits das Auftreten einer vertikalen Magnetisierung bewirken. Die Messungen mit [Co/Ni]-Multilagen als Polarisator zeigen, dass aufgrund der ursprünglich als vorteilhaft angesehenen Vermeidung der Pt-Schichten und der damit verbundenen niedrigen Anisotropie der Schaltstrom geringer als der der Py-Schicht ist.

Abstract

In the present thesis, the spin transfer torque effect is investigated in ferro/non-ferromagnetic pillar structures. The effect describes the manipulation of the magnetization direction only by a spin polarized current. Usually giant magnetoresistance measurements are used to detect the spin transfer torque effect. In the present thesis, for the first time, conventional ferromagnetic resonance is used to detect the influence of spin transfer torque on the intrinsic damping of the magnetization. The decisive benefit of the ferromagnetic resonance is that it gives access to effects in regions of low current densities which can not be investigated by magnetoresistance measurements.

The measurements are performed on Co/Cu/Py pillar structures, in which Co serves as the hard-magnetic spin polarizing layer, and the influence of the spin transfer torque effect is measured by the Py layer. In addition, [Co/Pt] and [Co/Ni] multilayers are also used as spin polarizing layers instead of Co. The magnetization of the multilayers points out-of-plane in remanence. Therefore, the magnetization of the polarizer and the magnetization of the analyzer are oriented perpendicular to each other. In this manner, the effect of the spin transfer torque can be increased with respect to the case when the magnetizations are parallel.

The pillar structures are prepared and electrically connected by means of electron beam lithography. A large number of identical structures are prepared in an array, in which all structures are connected in series so that the current density reaches values high enough to observe the spin transfer torque effect on the FMR signal.

Measurements on Co/Cu/Py samples show an influence of the spin transfer torque effect on the damping of the magnetization of the Py layer. Depending on the current direction, the damping can be increased or decreased and can be measured by analyzing the FMR line-width. A linear increase or decrease of the line-width as the function of current density can be observed that is consistent with theory. Analytical calculations of the magnitude of the spin transfer torque also agree very well with the values measured in the experiments.

When [Co/Pt] multilayers function as the polarizing layer, the data show no influence of the spin transfer torque on the line-width of the Py layer. The Pt layers cause the perpendicular magnetization. The results on [Co/Ni] multilayers acting as the polarizer show that due to the elimination of the Pt layers, the perpendicular anisotropy is decreased, so that the critical current density for switching is lower than the value for switching the Py layer.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	5
2.1	Elektronentransport in Metallen	5
2.1.1	Lorentz-Magnetowiderstand	7
2.2	Elektronentransport im Ferromagneten	9
2.2.1	Riesenmagnetowiderstand	11
2.3	Energiebeiträge im Ferromagneten	14
2.3.1	Austauschenergie	14
2.3.2	Anisotropieenergie	14
2.3.2.1	Formanisotropie	15
2.3.2.2	Magnetokristalline Anisotropie	16
2.3.2.3	Oberflächenanisotropie	18
2.3.3	Zeeman-Energie	19
2.4	Ferromagnetische Resonanz	21
2.4.1	Dämpfung	24
2.4.2	Der Hochfrequenzsuszeptibilitätstensor	26
2.4.3	Linienform	29
2.4.4	Spinwellen	32
2.5	Spin-Transfer-Torque und strominduziertes Schalten	36
2.5.1	Spin-Transfer-Torque in vertikalen Schichtstrukturen	36
2.5.1.1	Phänomenologische Betrachtung	36
2.5.1.2	Slonczewski-Modell des Spin-Transfer-Torques	40
2.5.2	Stromgetriebene Domänenwandverschiebung	44
3	Experimentelles	49
3.1	Probenpräparation	49
3.1.1	Elektronenstrahlithographie	49
3.1.2	Elektronenstrahlverdampferanlage	51
3.1.3	Reihenschaltung von Pillarstrukturen	53

3.2	Strukturelle Charakterisierung	59
3.3	Magnetische Charakterisierung	62
3.3.1	Ferromagnetische Resonanz	63
3.3.2	FMR-Aufbau für die Spin-Transfer-Torque Messung	67
3.3.3	Magnetowiderstandsmessungen	69
3.3.4	Mikromagnetische Rechnungen	70
4	Ergebnisse und Diskussion	75
4.1	Co/Cu/Py-Schichten	76
4.1.1	Strukturelle Charakterisierung	76
4.1.1.1	Rasterkraftmikroskopie	76
4.1.1.2	Sekundärelektronenmikroskopie	78
4.1.1.3	Transmissionselektronenmikroskopie	79
4.1.2	Magnetische Charakterisierung	83
4.1.2.1	MOKE-Messungen	83
4.1.2.2	SQUID-Magnetometrie	84
4.1.2.3	Ferromagnetische Resonanz an Schichten	86
4.1.3	Untersuchungen an strukturierten Proben	96
4.1.3.1	Magnetowiderstandsmessung an einzelnen Pillarstrukturen	98
4.1.3.2	Messungen an in Reihe geschalteten Pillarstrukturen	100
4.1.3.3	Ferromagnetische Resonanz an strukturierten Proben	104
4.1.4	Spin-Transfer-Torque	108
4.1.4.1	Berechnungen zum Einfluss des Oersted-Feldes	113
4.2	[Co/Pt]/Cu/Py-Schichten	118
4.2.1	Charakterisierung der Schichten	118
4.2.1.1	SQUID-Magnetometrie	118
4.2.1.2	Ferromagnetische Resonanz an [Co/Pt]/Cu/Py-Dreilagenschichten	120
4.2.2	Spin-Transfer-Torque in [Co/Pt]/Cu/Py-Strukturen	122
4.2.3	Spin-Transfer-Torque in [Co/Ni]/Cu/Py-Strukturen	124
4.2.3.1	Ferromagnetische Resonanz an [Co/Ni]-Multilagen	125
5	Zusammenfassung	129
A	Anhang	133
A.1	OOMMF-Beispieldatei	133
A.2	FMR-Berechnung mit OOMMF	135

A.3 Oersted-Feld-Berechnung	138
Literaturverzeichnis	143

Verzeichnis der verwendeten Abkürzungen

AFM	Rasterkraftmikroskop (Atomic Force Microscope)
Ar	Argon
Au	Gold
C	Kohlenstoff
Co	Kobalt
Cu	Kupfer
DW	Domänenwand
EBL	Elektronenstrahlolithographie (Electron Beam Lithography)
EDX	energie-dispersive Röntgenspektroskopie (Energy Dispersive X-ray Spectroscopy)
EPR	paramagnetische Resonanz (electron paramagnetic resonance)
fcc	kubisch flächenzentriert (face centered cubic)
Fe	Eisen
FIB	fokussierte Ionenstrahl Quelle (Focused Ion Beam)
FMR	Ferromagnetische Resonanz
Ga	Gallium
GaAs	Galliumarsenid
GMR	Riesenmagnetowiderstand (Giant Magnetoresistance)
hcp	hexagonal dichtest gepackt (hexagonal closed packed)
HV	Hochvakuum
LMR	Lorentz-Magnetowiderstand (Lorentz Magnetoresistance)
MFM	Magnetkraftmikroskop (Magnetic Force Microscope)
MOKE	Magneto-optischer Kerr-Effekt
MR	Magnetowiderstand (Magnetoresistance)
Ni	Nickel
OOMMF	mikromagnetisches Simulationsprogramm (Object Oriented Micromagnetic Framework)
PMMA	Polymethylmethacrylat
Pt	Platin
Py	Permalloy
SEM	Rasterelektronenmikroskop (Scanning Electron Microscope)
STT	Spin-Transfer-Torque (Drehmomentübertrag an eine Magnetisierung durch einen spinpolarisierten Strom)
TEM	Transmissionselektronenmikroskop
SQUID	Superconducting Quantum Interference Device
UHV	Ultrahochvakuum

Anmerkung

In der vorliegenden Arbeit wird der Dezimalpunkt als Dezimaltrennzeichen verwendet.

1 Einleitung

Der elektronische Transport durch den Ferromagneten ist stark von der relativen Orientierung von der Richtung des Spins der Leitungselektronen und der Richtung der lokalen Magnetisierung im Ferromagneten abhängig [1, 2]. Dieser Sachverhalt eröffnete ein neues Forschungsfeld, die so sogenannte „Spintronik“ [3, 4], was zu einer Vielzahl von Entdeckungen führte. Hierbei sei exemplarisch die Entdeckung des Riesenmagnetowiderstandes (GMR) in ferromagnetischen/nichtferromagnetischen Multilagenschichten durch P. Grünberg und A. Fert erwähnt [5]. Bei diesem werden unterschiedlich große elektrische Widerstände gemessen, wenn sich die relative Orientierung der Magnetisierungen der ferromagnetischen Schichten ändert, die über nichtferromagnetische Zwischenschichten miteinander gekoppelt sind [6]. Dieser Effekt wird bereits seit einigen Jahren bei Schreib- und Leseköpfen in Computerfestplatten ausgenutzt. Mittlerweile werden diese durch Bauteile ersetzt, die den sogenannten Tunnelmagnetowiderstandseffekt (TMR) ausnutzen [7].

Zusätzlich wird an nichtflüchtigen Datenspeichern (MRAM) [8, 9] gearbeitet, in denen die Informationen durch das Oersted-Feld einer stromdurchflossenen Leiterbahn in eine Ferromagnet/Nichtferromagnet/Ferromagnet-Struktur durch parallele oder antiparallele Orientierung der ferromagnetischen Schichten eingeprägt werden und die Daten dann über den GMR- oder TMR-Effekt ausgelesen werden können. Im Zuge der Speicherdichtenerhöhung und der damit verbundenen Miniaturisierung der Bauelemente stößt man jedoch mittlerweile an Grenzen, da sich beispielsweise die physikalischen Eigenschaften der Bauelemente durch die Reduzierung ihrer Dimensionalität ändern. Im Fall des MRAM, bei dem das Oersted-Feld nicht räumlich begrenzt ist, kann es aber auch zur Ummagnetisierung benachbarter Strukturen kommen. Aus diesem Grund wird momentan intensiv an einer Möglichkeit gearbeitet, Informationen *allein* mittels elektrischen Strom über den sogenannten *Spin-Transfer-Torque-Effekt* (STT) in GMR-Elemente zu speichern [10]. Dies hätte den Vorteil, dass hier das Oersted-Feld fast ausschließlich auf das GMR-Element begrenzt ist. Beim STT wird die Richtung der magnetischen Momente im Ferromagneten durch das Moment der Elektronen eines spinpolarisierten Stromes beeinflusst [11]. Dabei wird im GMR-Element der Strom

durch eine ferromagnetische Schicht polarisiert und die Magnetisierung der anderen ferromagnetischen Schicht durch diesen polarisierten Strom beeinflusst. Der Effekt des (STT) wurde bereits 1979 theoretisch durch die Arbeiten von Berger [12, 13] für die stromgetriebene Verschiebung von Domänenwänden vorhergesagt und von Freitas et al. 1985 [14] erstmals experimentell bestätigt.

Die ersten theoretischen Arbeiten hinsichtlich der Magnetisierungsdynamik unter Einfluss des STT wurden von Slonczewski [15] und Berger [16] durchgeführt. Neben dem ersten Nachweis des stromgetriebenen Ummagnetisierens in vertikalen Schichtstrukturen durch Katine et al. [17], wurde auch beobachtet, dass sich bei bestimmten Magnetfeldstärken und einer spezifischen Stromdichte eine stetige Präzession der Magnetisierung um das effektive Magnetfeld, die sogenannte „steady state precession“ einstellt. Die Frequenz der Präzession liegt im Mikrowellenbereich und sie kann durch einen Anstieg im differentiellen Widerstand beobachtet werden. Hierzu wurden schon zahlreiche Arbeiten durchgeführt, bei denen sehr hohe Stromdichten zum Aktivieren der Präzessionsbewegung nötig sind [18–21]. Hohe Stromdichten führen nicht nur zu einer hohen lokalen Temperaturerhöhung, sondern können auch einen Materialtransport (Elektromigration) bewirken, der zum Ausfall von elektronischen Bauteilen führt [22].

Ziel dieser Arbeit ist es die Auswirkung des STT auf die intrinsische Dämpfung der Magnetisierung einer ferromagnetischen Schicht bei kleinen Stromdichten zu untersuchen. Zum ersten Mal wird hierbei die konventionelle ferromagnetische Resonanz (FMR) benutzt, um zu einer Präzession der Magnetisierung zu bewirken und um schließlich den zusätzlichen Dämpfungsbeitrag durch den STT zu messen. Der Vorteil der FMR besteht darin, dass die Linienbreite des ferromagnetischen Signals sensitiv auf kleinste Änderungen der Dämpfung ist [23]. Zusätzlich können mit ihr die einzelnen Dämpfungsmechanismen, die intrinsische Dämpfung und die zusätzlich Dämpfung durch den STT voneinander separiert werden, wenn die FMR-Linienbreite als Funktion der eingprägten Stromes gemessen wird.

Als Modellsysteme dienen zu einer Co/Cu/Py-Strukturen, bei denen die Magnetisierung in Remanenz und bei einem in der Schichtebene orientierten Magnetfeld in der Schichtebene liegen. Co dient in diesen Strukturen als Spinpolarisator und die magnetisch „weiche“ Py-Schicht ist der Detektor für die Auswirkung des STT. Des Weiteren werden Messungen an Dreilagenschichten durchgeführt, bei denen als Spinpolarisator Multilagen verwendet werden, deren Magnetisierung in Remanenz senkrecht zur Schicht orientiert ist. Liegt die Magnetisierung der Py-Schicht weiterhin in der Ebene, kann somit eine senkrechte Ausrichtung von Analysatormagnetisierung und

Polarisatormagnetisierung beziehungsweise Polarisationsrichtung des Stromes erreicht werden.

Die Strukturen werden in der vorliegenden Arbeit mit Hilfe der Elektronenstrahlithographie (EBL) und Elektronenstrahlverdampfung mit Lift-off-Technik hergestellt. Die elektrische Kontaktierung der Strukturen wird im Rahmen eines Mehrschritt-EBL-Verfahrens durchgeführt. Für die Untersuchung des STT mit Hilfe der FMR wurde eigens ein Layout entwickelt, das es erlaubt, viele Strukturen *in Reihe* miteinander elektrisch zu verbinden, so dass ausreichend magnetisches Material für FMR-Detektion zur Verfügung steht und damit die nötige Stromdichte in jeder Struktur gewährleistet werden kann.

Die strukturelle und magnetische Charakterisierung der Proben wird überwiegend an Referenzschichten durchgeführt, die im gleichen Herstellungsprozess präpariert werden und somit identische Eigenschaften besitzen. Für die strukturellen Untersuchungen wird Rasterkraft- (AFM), Rasterelektronenmikroskopie (SEM) und Rastertunnelmikroskopie (TEM) benutzt. Die Messung des magneto-optischen Kerr-Effektes (MOKE), SQUID-Magnetometrie und die FMR wird für die Untersuchung der magnetischen Eigenschaften benutzt. Die strukturierten Proben werden mit Hilfe von Magnetowiderstandsmessungen und mit der FMR magnetisch charakterisiert. Mikromagnetische Rechnungen dienen zum tieferen Verständnis der experimentell bestimmten Ergebnisse [24].

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt gegliedert: In Kapitel 2 werden die Grundlagen des elektronischen Transports in Metallen und im Ferromagneten vorgestellt. Hierbei stehen insbesondere spinabhängige Mechanismen und Effekte im Vordergrund. Es wird ausführlich auf die Messmethode der ferromagnetischen Resonanz, als grundlegende Messmethode in dieser Arbeit eingegangen und es werden die Energiebeiträge im Ferromagneten diskutiert, die hierfür relevant sind. Schließlich werden die Grundlagen des STT vorgestellt. In Kapitel 3 werden die zur Herstellung und Charakterisierung der Proben benutzten Techniken vorgestellt. Kapitel 4 beinhaltet die experimentellen Ergebnisse und deren Diskussion, wobei der Schwerpunkt dieser Arbeit auf das Co/Cu/Py-System gelegt wurde. Dieses Probensystem wird ausführlich charakterisiert und es werden schließlich die Untersuchungen bezüglich des STT präsentiert. Danach folgen die Messungen des STT an den Probensystemen, in denen Multilagen mit senkrechter magnetischer Anisotropie als Spinpolarisatoren verwendet werden.

2 Grundlagen

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Auswirkung eines spinpolarisierten Stromes auf die Dynamik der Magnetisierung im Ferromagneten untersucht. Daher wird im Folgenden auf die Entstehung eines spinpolarisierten Stromes eingegangen und dessen Ausbreitung im Metall diskutiert. Des Weiteren wird die Magnetostatik und -dynamik im Ferromagneten näher beleuchtet, um zu verstehen, wie sich die Magnetisierung unter Einfluss eines externen Magnetfeldes orientiert und welche dynamischen Prozesse dabei relevant sind. Schließlich wird diskutiert, wie sich ein spinpolarisierter Strom auf die Magnetisierung und dessen Dynamik auswirkt.

2.1 Elektronentransport in Metallen

Elektronen, die sich unter Einfluss eines äußeren Feldes in einem Metall bewegen, können in einfacher Näherung mit dem Modell quasifreier Elektronen beschrieben werden [25]. Die Elektronen werden hierbei als unendlich ausgedehnte Welle, deren Wellenfunktion $\Psi_k(\vec{r}) = u_k(\vec{r})e^{i\vec{k}\vec{r}}$ [26] an das periodische Potential des Kristallgitters über die Schrödinger-Gleichung angepasst ist. $u_k(\vec{r})$ ist der gitterperiodische Modulationsfaktor. Störungen der Bloch-Zustände, das heißt eine endliche Leitfähigkeit, werden durch Abweichungen von der strengen Periodizität des Festkörpers, zum Beispiel durch Defekte im Kristall, durch Gitterschwingungen oder durch Elektron-Elektron-Wechselwirkungen verursacht. In diesem einfachen Modell soll jedoch zunächst die Wechselwirkung der Elektronen untereinander vernachlässigt werden.

Klassisch kann die Stromdichte \vec{j} im Metall ausgedrückt werden als:

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}, \quad (2.1)$$

wobei \vec{E} das elektrische Feld ist, das die Elektronen beschleunigt. Durch Stöße an Defekten im Gitter wächst die Geschwindigkeit der Elektronen nicht unbegrenzt an, sondern es stellt sich eine mittlere Geschwindigkeit, die sogenannte Driftgeschwindigkeit für die Elektronen, ein. Ist τ die mittlere Zeit zwischen zwei Stößen, kann die

elektrische Leitfähigkeit σ beziehungsweise der elektrische Widerstand ρ ausgedrückt werden als:

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = \frac{ne^2}{m} \tau. \quad (2.2)$$

Hier ist n die Elektronendichte, e die Elementarladung und m die Elektronenmasse. Gleichung 2.2 ist bekannt als die sogenannte Drude-Formel [27], die auf einen klassischen Ansatz zur Elektronenbewegung im Metall beruht. Auch im Rahmen der Boltzmann-Transporttheorie [25] folgt Gleichung 2.2 für die Leitfähigkeit. Jedoch tragen aufgrund des Pauli-Prinzips nur Elektronen nahe der Fermi-Energie zur Leitfähigkeit bei. Die Geschwindigkeit des Elektronensystems ist mit der Verteilungsfunktion der Elektronen im Kristall zu gewichten und die Elektronenmasse kann bei parabolischer Zustandsdichte durch die effektive Elektronenmasse m^* ersetzt werden. Der parabolische Verlauf der Zustandsdichte ist näherungsweise für die s-Elektronen und für nicht zu hohe Elektronengeschwindigkeiten, beziehungsweise für nicht zu hohe Werte von \vec{E} gegeben. Folglich gilt für die Streuzeit der Elektronen: $\tau = l/v_F$, mit der Fermi-Geschwindigkeit v_F und der mittleren freien Weglänge l . Somit gilt für die elektrische Leitfähigkeit nach der Boltzmann-Transporttheorie:

$$\sigma = \frac{ne^2}{m^*} \tau = \frac{ne^2}{m^*} \frac{l}{v_F}. \quad (2.3)$$

Bei tiefen Temperaturen wird die elektrische Leitfähigkeit von der mittleren Streuzeit τ zwischen zwei elastischen Stößen der Elektronen an statischen Gitterdefekten bestimmt. Bei hohen Temperaturen verursacht die Streuung von Elektronen an Phononen einen zusätzlichen inelastischen Widerstandsbeitrag. Bei voneinander unabhängigen Streuzeiten folgt die resultierende Streuzeit aus dem Kehrwert der Summe der reziproken Einzelstreuzeiten [28]. Damit ist der Gesamtwiderstand die Summe der Einzelwiderstände [29].

$$\rho_{ges} = \frac{1}{\sigma} = \rho_{el} + \rho_{inel}(T). \quad (2.4)$$

ρ_{el} ist der elastische spezifische Widerstand bei tiefen Temperaturen und $\rho_{inel}(T)$ ist der temperaturabhängige inelastische spezifische Widerstand. Für die Elektron-Elektron-Wechselwirkung wird eine T^2 -Abhängigkeit des Widerstandes von der Temperatur gefunden und für die Elektron-Phonon-Wechselwirkung ist der Widerstand für tiefe Temperaturen ($T < \text{Debye-Temperatur}$ [30]) proportional zu T^5 und proportional zu T für hohe Temperaturen [25].

In dünnen metallischen Schichten liefert die Streuung von Elektronen an Oberflächen und Grenzflächen ebenfalls einen Widerstandsbeitrag, vorausgesetzt die mittlere freie Weglänge ist groß gegenüber der Schichtdicke. Nach der Theorie von Fuchs und Sondheimer [31] ist der Widerstand für eine unendlich ausgedehnte Schicht gegeben durch [32, 33]:

$$\rho = \rho_0 \left[1 + \frac{3}{8}(1-p)\frac{l_0}{d} \right]. \quad (2.5)$$

ρ_0 ist der spezifische Widerstand des Volumenmaterials und l_0 die entsprechende mittlere freie Weglänge. Man erkennt anhand von Gleichung 2.5, dass der Widerstand mit abnehmender Schichtdicke d zunimmt. Für einen sogenannten Spiegelparameter $p = 1$ findet nur spiegelnde Reflexion der Elektronen an der Filmoberfläche statt. Der Widerstand der Schicht ist gleich dem Widerstand im Volumenmaterial. Mit zunehmender diffusiver Streuung der Elektronen, zum Beispiel durch zunehmende Oberflächenrauigkeit der Schicht, wird $p < 1$ und der spezifische Widerstand steigt an.

2.1.1 Lorentz-Magnetowiderstand

Der klassische Magnetowiderstand oder auch Lorentz-Magnetowiderstand (LMR) ist eine Folge der Lorentz-Kraft, die ein äußeres Magnetfeld auf die Elektronen ausübt. Anschaulich betrachtet werden die Elektronen dadurch von ihrer sonst geradlinigen Bewegung auf Kreisbahnen gelenkt und es erhöht sich die auf dem Weg durch den Kristall zurückgelegte Wegstrecke, so dass die Elektronen öfter gestreut werden und der Widerstand zunimmt. Die relative Widerstandsänderung kann durch das Kohler-Gesetz ausgedrückt werden [34]:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = f\left(\frac{B}{\rho_0}\right) \quad (2.6)$$

ρ_0 ist der spezifische Widerstand im Nullfeld und die Funktion f ist von der Art des jeweiligen Metalls abhängig. Für eine exakte Berechnung ist die Anisotropie der Streuzeit und der Fermi-Fläche zu berücksichtigen. Für eine polykristalline Probe findet man näherungsweise [12]:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} \propto (1 + (\omega_c\tau_{el})^2), \quad (2.7)$$

wobei $\omega_c = \frac{eB}{m^*}$ die Zyklotronfrequenz ist. Für die meisten Materialien wird eine B^2 -Abhängigkeit der relativen Widerstandsänderung gefunden. Sie kann für sehr reine Materialien mit wenigen Defekten sehr groß werden, da hier auch τ_{el} sehr große Werte

annimmt. Eine Sättigung des Widerstandes, wie es zum Beispiel für Indium und Aluminium beobachtet wird [35], kann unter anderem im Rahmen eines Zwei-Band-Modells erklärt werden. Hierfür sei auf [35–37] verwiesen.

2.2 Elektronentransport im Ferromagneten

In der bisherigen Betrachtung des elektronischen Transports in Metallen ist der Spin der Elektronen nicht berücksichtigt worden. Insbesondere in Ferromagneten oder in Nichtferromagneten mit ferromagnetischen Verunreinigungen ist dieser aber für das Auftreten vieler magnetfeld- und magnetisierungsabhängigen Widerstandsbeiträge verantwortlich.

Der Strom in Metallen wird im Wesentlichen von den s-Elektronen und in geringem Maß von p-Elektronen getragen. Die d- und f-Elektronen tragen aufgrund ihrer größeren effektiven Masse und der somit geringeren Beweglichkeit kaum zum elektronischen Transport bei. Daher spielt der Elektronenspin in nichtferromagnetischen Metallen, in denen die Zustandsdichte für die jeweilige Spinsorte entartet ist, keine Rolle. In den Übergangsmetallen ist jedoch die Zustandsdichte der d-Elektronen bei der Fermi-Energie sehr hoch. Folglich überwiegt in ihnen die Streuung der s-Elektronen in freie d-Zustände. Die sd-Streuung ist der grundlegende Streumechanismus in den Übergangsmetallen und führt u. a. aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung zum so-

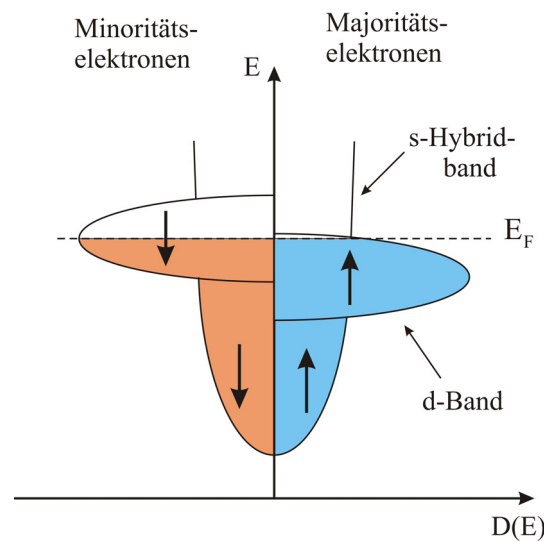


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Zustandsdichte im 3d-Ferromagneten. Das s-Band ist Spin-entartet und das d-Band ist aufgrund der Austauschwechselwirkung aufgespalten. Das p-Band wurde hier vernachlässigt. Die 3d-Zustandsdichte der Majoritätselektronen ist bei der Fermi-Energie kleiner als für die Minoritätselektronen.

genannten Anisotropen Magnetowiderstand (AMR) [1], bei dem der elektrische Widerstand von der relativen Orientierung der Magnetisierung und der Stromrichtung abhängt. Abbildung 2.1 zeigt schematisch die Zustandsdichte eines 3d-Ferromagneten. Unterhalb der Curie-Temperatur sind die d-Zustände durch die Austauschwechselwirkung Spin-aufgespalten, so dass deren Zustandsdichte bei der Fermi-Energie für die Majoritätselektronen sehr viel kleiner ist als für die Minoritätselektronen. Nach dem Modell von Mott [38] kann der elektronische Transport als Strom von zwei voneinander getrennten Ladungsströmen mit 100%-iger Spinpolarisation beschrieben werden, wobei jeder Teilstrom eigene Transporteigenschaften besitzt. Da sich die 3d-Zustandsdichte für beide Teilströme unterscheidet, ist auch der Widerstand im Ferromagneten für den jeweiligen Elektronenspin unterschiedlich. Dieser Effekt des sogenannten Spin-Disorder-Magnetowiderstandes [40] kann durch Anlegen eines äußeren Magnetfeldes noch verstärkt werden, da dann das Subband der Majoritätselektronen gegenüber dem Subband der Minoritätselektronen weiter abgesenkt wird und die Majoritätselektronen

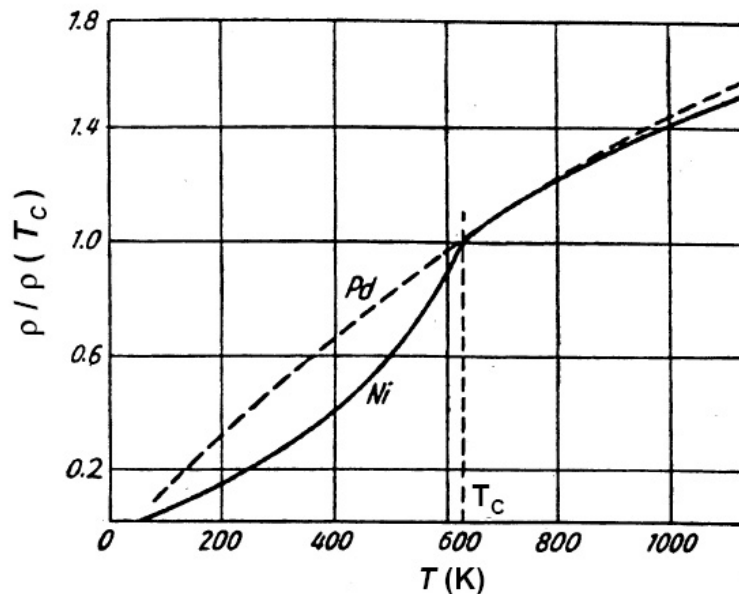


Abbildung 2.2: Elektrischer Widerstand von Nickel und Palladium als Funktion der Temperatur, nach [39]. Der Widerstand wurde auf den spezifischen Widerstand des jeweiligen Materials bei der Curie-Temperatur T_C normiert.

immer weniger in das d-Band gestreut werden. Bei der Curie-Temperatur verschwindet die Spin-Aufspaltung der Zustandsdichte und folglich auch der Spin-Disorder-Magnetowiderstand. Auch bei tiefen Temperaturen, wo die Elektron-Magnon-Wechselwirkung unterdrückt ist, verschwindet der Spin-Disorder-Magnetowiderstand [41]. Abbildung 2.2 zeigt den relativen Widerstand als Funktion der Temperatur für Palladium und Nickel. Der Widerstand wurde hier auf den Widerstand bei der Curie-Temperatur T_C von Nickel normiert. Der spezifische Widerstand des ferromagnetischen Nickels sinkt unterhalb T_C , trotz ähnlicher elektronischer Struktur, schneller ab als für das Palladium. Der unterschiedliche Widerstand unterhalb der Curie-Temperatur ist auf den Spin-Disorder-Magnetowiderstand zurückzuführen.

Der Gesamtwiderstand im Ferromagneten resultiert aus dem Kehrwert der Summe der reziproken Einzelwiderstände für die beiden Spinkanäle [42]:

$$\rho_{ges} = \frac{\rho_1 \rho_2}{\rho_1 + \rho_2} = \frac{m^*}{ne^2} \frac{1}{\tau_1 + \tau_2}, \quad (2.8)$$

wobei $\tau_{1/2}$ die Streuzeiten in den jeweiligen Spinkanälen sind. Voraussetzung ist hierbei, dass der Elektronenspin bei der Streuung erhalten bleibt und somit die Streuung in den jeweils anderen Spinkanal verhindert wird. In den erweiterten Modell nach Fert und Campbell [43] wird das Modell von Mott durch die Einführung von Spin-Flip-Streuung erweitert. Für den Widerstand folgt demnach:

$$\rho_{ges} = \frac{\rho_1 \rho_2 + \rho_{12}(\rho_1 + \rho_2)}{\rho_1 + \rho_2 + 4\rho_{12}}. \quad (2.9)$$

Entsprechend Gleichung 2.8 können die Einzelwiderstände gemäß $\rho_i = \frac{m^*}{ne^2\tau_i}$ durch die Streuzeiten ersetzt werden. τ_{12} ist dann die Spin-Streuzeit.

2.2.1 Riesenmagnetowiderstand

In Arbeiten von Grünberg [44] wurde gezeigt, dass in ferromagnetischen/nichtferromagnetischen Multilagen und bei geeigneter Wahl der Schichtdicke der Einzelschichten, sich die Magnetisierungen der ferromagnetischen Schichten im Nullfeld antiparallel orientieren. Der Grund für diese antiparallele Ausrichtung der Magnetisierungen ist die sogenannte Rudermann-Kittel-Kasuya-Yosida- (RKKY)-Wechselwirkung [45, 46], deren Stärke mit zunehmender Schichtdicke des nichtmagnetischen Materials stark abnimmt. Später wurde gezeigt, dass sich abhängig von der Schichtdicke des nichtferromagnetischen Metalls die Magnetisierungen der ferromagnetischen Schichten so-

wohl antiparallel als auch parallel ausrichten können [47]. In diesen Schichten ist es möglich, den sogenannten Riesenmagnetowiderstand (GMR) zu messen. Dieser Effekt wurde erstmalig in der Forschungsgruppe von Fert [6] an Fe/Cr-Multilagen gemessen, bei denen die Magnetisierungen der Fe-Schichten in Remanenz antiparallel orientiert sind. Wird ein externes Magnetfeld in der Schichtebene angelegt, richten sich die Magnetisierungen parallel aus. Abhängig von der relativen Orientierung der magnetischen Schichten wird ein hoher Widerstand für antiparallele und ein geringer Widerstand für parallele Orientierung gefunden. Da später in Kapitel 2.5 genau auf die Transportmechanismen in ferromagnetischen/nichtferromagnetischen Schichtsystemen eingegangen wird, soll der GMR an dieser Stelle nur kurz beschrieben werden.

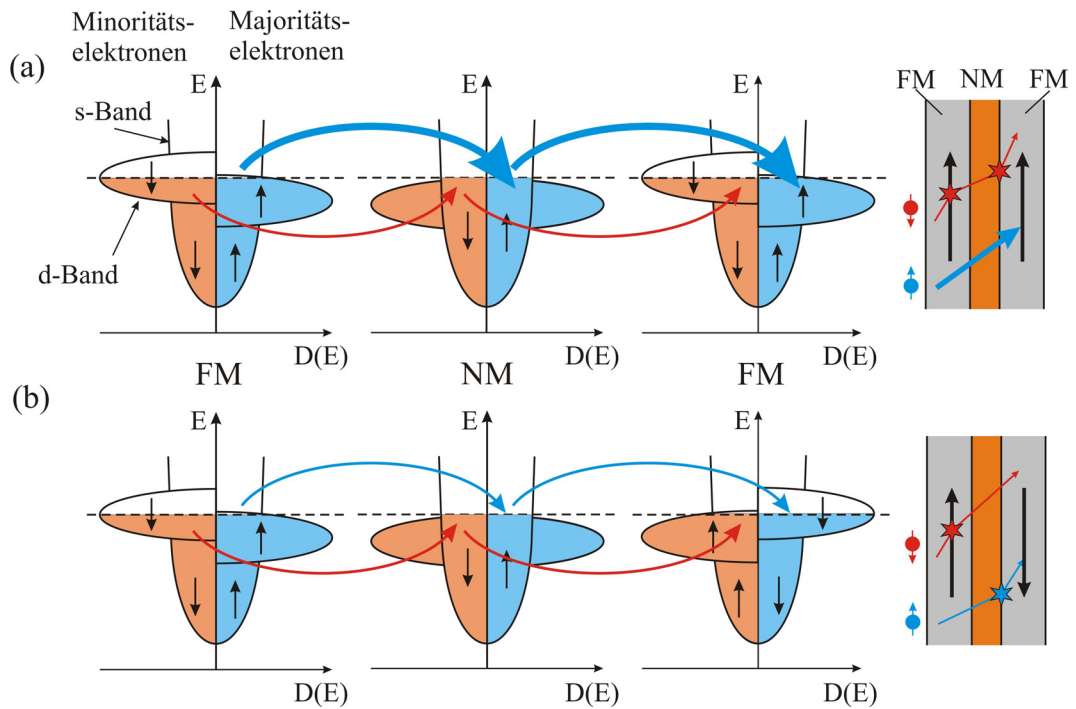


Abbildung 2.3: Darstellung der Zustandsdichte des Ferro- (FM) und Nichtferromagneten (NM) im Mott'schen Zwei-Spinkanal-Modell. In (a) ist die Magnetisierung der Ferromagneten parallel orientiert und der Strom wird im Wesentlichen von den Majoritätselektronen getragen. Sind die Magnetisierungen antiparallel zueinander orientiert (b), werden sowohl die Majoritätselektronen als auch die Minoritätselektronen stark gestreut.

In Abbildung 2.3 ist schematisch die Zustandsdichte der Ferromagneten (FM) und des Nichtferromagneten (NM) in einer Dreifachlagenstruktur gezeigt, in welcher der GMR gemessen werden kann. Abbildung 2.3 (a) stellt die parallele und (b) die antiparallele Orientierung der Magnetisierung der beiden ferromagnetischen Schichten dar. Wie in Kapitel 2.2 erläutert, wird aufgrund der s-d-Streuung der Strom im Wesentlichen von den Majoritätselektronen (blau markiert) getragen. Diese können bei paralleler Orientierung der Magnetisierung der Ferromagneten vom ersten Ferromagneten in freie Zustände des Nichtferromagneten und schließlich in freie Zustände des zweiten Ferromagneten fließen. Der Strom der Minoritätselektronen ist zwar in Abbildung 2.3 rot eingezeichnet, soll jedoch zunächst vernachlässigt werden. Ist die Magnetisierung der beiden Ferromagneten antiparallel orientiert, gelangen die Elektronen wie in der parallelen Orientierung über den Nichtferromagneten in den zweiten Ferromagneten. Dort sind sie aber Minoritätselektronen und werden folglich an der Grenzfläche zwischen Nichtferromagnet und Ferromagnet stark gestreut. Bei antiparalleler Orientierung ist somit der elektrische Widerstand größer als bei paralleler Orientierung der Magnetisierungen. Der GMR ist sowohl für einen in der Schichtebene fließenden Strom, als auch für einen senkrecht zur Ebene fließenden Strom messbar. Er beschreibt die relative Widerstandsänderung zwischen paralleler (p) und antiparalleler (ap) Orientierung der Magnetisierungen bezogen auf den Widerstand in paralleler Orientierung:

$$GMR = \frac{R_{ap} - R_p}{R_p}. \quad (2.10)$$

Für die Winkel θ zwischen paralleler und antiparalleler Ausrichtung folgt die Widerstandsänderung aufgrund des GMR [48]:

$$\Delta R_{GMR} = \frac{1}{2} (R_{ap} - R_p) (1 - \cos\theta). \quad (2.11)$$

2.3 Energiebeiträge im Ferromagneten

Im Folgenden werden die Energiebeiträge diskutiert, die zum einen für den Ferromagnetismus relevant sind, als auch magnetische Anisotropien im Ferromagneten beschreiben.

2.3.1 Austauschenergie

Ein Ferromagnet zeichnet sich dadurch aus, dass er magnetische Momente besitzt, die untereinander korreliert sind. Diese Korrelation kann mit dem Heisenberg-Modell in Form der Austauschenergie beschrieben werden. Für N Atome mit Spin \vec{S}_i hat die Austauschenergie die Form [49, 50]:

$$E_A = -2 \sum_{i < j}^N J_{ij}(\vec{r}_{ij}) \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j, \quad (2.12)$$

wobei J das sogenannte Austauschintegral ist, welches den Überlapp der elektronischen Wellenfunktion der Atome mit \vec{S}_i und \vec{S}_j beschreibt. Im Ferromagneten ist $J_{ij} > 0$, folglich ist hier die parallele Orientierung der Spins beziehungsweise der magnetischen Momente energetisch günstiger. Für die gesamte Austauschenergie müsste über alle Wechselwirkungen zwischen den Atomen im Kristall summiert werden. Da aber das Austauschintegral sehr schnell mit \vec{r} , dem Abstand zum Atom abnimmt, genügt es meist, nur die Wechselwirkung nächster Nachbarn zu betrachten und J als isotrop anzusehen. Das Skalarprodukt in Gleichung 2.12 ist somit nur von der relativen Orientierung der Spins abhängig und folglich ist die Austauschwechselwirkung isotrop. Die Austauschenergie zwischen zwei benachbarten Spins vereinfacht sich zu:

$$E_A = -2J \sum_{i < j}^N \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j. \quad (2.13)$$

2.3.2 Anisotropieenergie

Die magnetische Anisotropie beschreibt den Effekt, dass es für die Magnetisierung bestimmte Vorzugsrichtungen im Ferromagneten gibt. Das heißt, bei der Rotation der Magnetisierung ändert sich die Grundzustandsenergie im Ferromagneten. Richtet sich die Magnetisierung entlang einer sogenannten leichten Richtung aus, ist die Energie

minimal und sie ist maximal, wenn sich die Magnetisierung entlang einer schweren Richtung orientiert. Die Ursache für die magnetische Anisotropie kann die Geometrie des Ferromagneten (Formanisotropie) oder/und dessen kristallographische Struktur (magnetokristalline Anisotropie) sein.

2.3.2.1 Formanisotropie

Die langreichweitige Dipol-Dipol-Wechselwirkung der magnetischen Momente ist die Ursache für die Formanisotropie im Ferromagneten. Das Dipolfeld eines magnetischen Moments $\vec{\mu}_i$ am Ort \vec{r}_i hat die Form [51]:

$$\vec{H}_i(\vec{r}_i) = \frac{3(\vec{r}_i \cdot \vec{\mu}_i) \cdot \vec{r}_i}{r_i^5} - \frac{\vec{\mu}_i}{r_i^3}. \quad (2.14)$$

Ein anderes magnetisches Moment $\vec{\mu}_j$ im Abstand \vec{r}_{ij} zu $\vec{\mu}_i$ besitzt in diesem Dipolfeld die Energie

$$E_{dip} = -\frac{\mu_0}{4\pi} (\vec{\mu}_j \cdot \vec{H}_i) = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\frac{\vec{\mu}_i \cdot \vec{\mu}_j}{r_{ij}^3} - \frac{3(\vec{r}_{ij} \cdot \vec{\mu}_i) \cdot (\vec{r}_{ij} \cdot \vec{\mu}_j)}{r_{ij}^5} \right). \quad (2.15)$$

Gleichung 2.15 zeigt, dass die Dipol-Dipol-Wechselwirkung mit dem Abstand zwischen den magnetischen Dipolen und somit mit dem Kristallgitter verknüpft ist. Überträgt man dieses Modell in das Makroskopische, erzeugen die Dipole an den Rändern einer endlich ausgedehnten Probe ein Streufeld. Im Inneren der Probe wird das Streufeld als Entmagnetisierungsfeld bezeichnet, da es der Ursache für dessen Entstehung, der Magnetisierung, entgegenwirkt. Ausgehend von der Maxwell-Gleichung $\nabla \cdot \vec{B} = \nabla \cdot (\mu_0(\vec{H} + \vec{M})) = 0$, kann das Entmagnetisierungsfeld als Divergenz der Magnetisierung ausgedrückt werden.

$$\nabla \cdot \vec{H}_d = -\nabla \cdot \vec{M} \quad (2.16)$$

In diesem Bild verhalten sich Senken und Quellen der Magnetisierung (analog zur Elektrostatik), wie positive und negative magnetische Ladungen, die jedoch nie isoliert auftreten. Die Energie des Entmagnetisierungsfeldes, beziehungsweise die Streufeldenergie folgt aus der Integration von Entmagnetisierungsfeld und Magnetisierung über das Probenvolumen:

$$E_d = -\frac{1}{2} \mu_0 \int \vec{H}_d \cdot \vec{M} dV. \quad (2.17)$$

Das Entmagnetisierungsfeld ist im Allgemeinen für endlich ausgedehnte Proben nur sehr schwer zu berechnen. Für einfache Geometrien kann es jedoch mit Hilfe eines sogenannten Entmagnetisierungstensors \underline{N} angegeben werden. Hierbei gilt für ein homogenes Entmagnetisierungsfeld, wie es beispielsweise in einem Rotationsellipsoiden gegeben ist:

$$\vec{H}_d = -\underline{N} \cdot \vec{M}. \quad (2.18)$$

Für die Spur des Tensors gilt:

$$Sp(\underline{N}) = N_{xx} + N_{yy} + N_{zz} = 1. \quad (2.19)$$

Im Fall des Rotationsellipsoiden lässt sich \underline{N} diagonalisieren, wenn dessen Hauptachsen mit den Koordinatenachsen zusammenfallen. Die Komponenten des Entmagnetisierungstensors entlang der Hauptachsen (a,b,c) können dann wie folgt bestimmt werden [52]:

$$N_a = \frac{1}{2}abc \int_0^\infty \frac{1}{(a^2 + \eta)\sqrt{(a^2 + \eta)(b^2 + \eta)(c^2 + \eta)}} d\eta. \quad (2.20)$$

Die Komponenten N_b und N_c berechnen sich analog. Für einen in der x,y-Richtung unendlich ausgedehnten dünnen Film ist der Entmagnetisierungsfaktor in z-Richtung $N_{zz} = 1$. Damit berechnet sich die Energiedichte der Formanisotropie F_d als Funktion des Winkels θ zwischen Magnetisierung und Filmmormalen mit Gleichung 2.17 und 2.18:

$$F_d = \frac{E_d}{V} = \frac{1}{2}\mu_0 M^2 \cos^2 \theta. \quad (2.21)$$

Die Formanisotropie eines dünnen Films zwingt somit die Magnetisierung in die Schichtebene, die folglich die leichte Richtung für die Magnetisierung ist. Für andere Strukturen, beispielsweise für quadratische Geometrien, wie sie in dieser Arbeit verwendet werden, lassen sich die Komponenten des Entmagnetisierungstensors und damit die Formanisotropieenergie nach [53–56] berechnen.

2.3.2.2 Magnetokristalline Anisotropie

Die Spin-Bahn-Wechselwirkung ist die Ursache für die magnetokristalline Anisotropie. Hierbei koppelt der Spin der Elektronen an das Kristallgitter. Folglich ist die freie Energie des Ferromagneten von der Richtung der Magnetisierung bezüglich der Kristallachsen abhängig. Phänomenologisch lässt sich die magnetokristalline Anisotro-

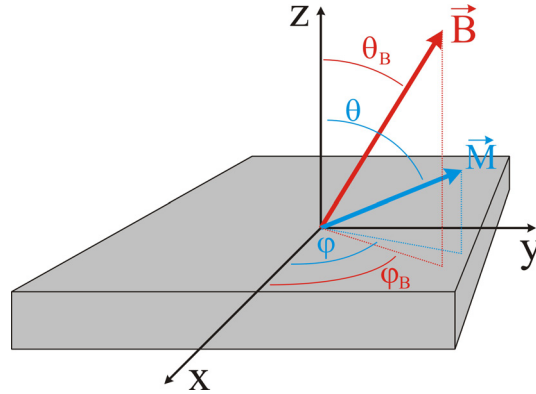


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der Winkel zwischen Magnetisierung beziehungsweise externem Feld und den Kristallachsen. θ_i sind die Polar- und ϕ_i die Azimutalwinkel.

pie durch die Symmetrie im Kristall nach den Richtungskosinus der Magnetisierung $\alpha_i = \vec{e}_i \cdot \vec{M}_i / M$ mit $i = x, y, z$ bezüglich der Kristallachsen entwickeln. Gemäß Abbildung 2.4 ergeben sich folgende Richtungskosinus:

$$\begin{aligned}\alpha_x &= \sin\theta\cos\phi \\ \alpha_y &= \sin\theta\sin\phi \\ \alpha_z &= \cos\theta.\end{aligned}\tag{2.22}$$

Allgemein gilt, dass für den Ausdruck der kristallinen Anisotropieenergie aus Symmetriegründen nur gerade Potenzen von α_i auftreten können, da die Anisotropieenergie bei der Drehung der Magnetisierung um 180° erhalten bleibt. Die uniaxiale Anisotropie ist der einfachste Fall der magnetokristallinen Anisotropie. Sei die z-Achse die ausgezeichnete Richtung für die Magnetisierung, dann ist die Anisotropieenergiedichte gegeben durch [57]:

$$F_{uni} = -k_2\alpha_z^2 - k_4\alpha_z^4 = -k_2\cos^2\theta - k_4\cos^4\theta.\tag{2.23}$$

Hierbei wurden nur die größten nicht verschwindenden Terme angegeben. Für die Anisotropiekonstanten $k_2 + k_4 > 0$ ist die z-Achse die leichte Richtung der Magnetisierung.

Ist eine uniaxiale Anisotropieachse entlang des Winkels ϕ_u in der Schichtebene orientiert, folgt für die Anisotropiedichte F_{uni}^{ip} in erster Ordnung:

$$F_{uni}^{ip} = -k_2 \sin^2 \theta \cos^2(\phi - \phi_u). \quad (2.24)$$

Für $k_2 > 0$ ist die ausgezeichnete Richtung die leichte Richtung der Magnetisierung, die nun aber in der Schichtebene liegt. Die Anisotropie ist minimal, wenn die Magnetisierung entlang der Anisotropieachse orientiert ist und sie ist Null für den Fall, dass die Magnetisierung senkrecht zur Schicht ($\theta = 0$) oder in der Schichtebene und senkrecht zur Anisotropieachse ($\phi - \phi_u = \pi/2$) orientiert ist. Eine uniaxiale Anisotropie in der Schichtebene tritt häufig durch das Wachstum von Filmen auf gestufte Oberflächen auf [58, 59].

Bei der kubischen Anisotropie entfallen neben allen ungeraden Potenzen von α_i auch die gemischten Terme der Form $\alpha_i \alpha_j$. Auch die reinen Terme zweiter Ordnung in α_i verschwinden, da sich die Anisotropieenergie gegenüber dem Vertauschen von zwei Kristallachsen nicht verändert. Somit können die ersten nicht verschwindenden Terme der Anisotropieenergiedichte kubischer Systeme angegeben werden als [60]:

$$F_{kub} = k_4(\alpha_x^2 \alpha_y^2 + \alpha_y^2 \alpha_z^2 + \alpha_z^2 \alpha_x^2) + k_6(\alpha_x^2 \alpha_y^2 \alpha_z^2). \quad (2.25)$$

Die Anisotropieenergiedichte ist in Kugelkoordinaten ausgedrückt:

$$F_{kub} = \frac{1}{4} k_4 (\sin^2(2\theta) + \sin^4 \theta \sin^2(2\phi)) + \frac{1}{16} k_6 (\sin^2 \theta \sin^2(2\theta) \sin^2(2\phi)). \quad (2.26)$$

Für $k_4 > 0$ sind die $\langle 100 \rangle$ -Richtungen die leichten Richtungen der Magnetisierung und die $\langle 111 \rangle$ -Richtungen sind die leichten Richtungen für $k_4 < 0$. Der Term der Anisotropieenergiedichte mit k_6 ist im Allgemeinen sehr viel kleiner als der Term mit k_4 und wird meist vernachlässigt.

2.3.2.3 Oberflächenanisotropie

Aufgrund des Symmetriebruchs an der Oberfläche eines Ferromagneten, kommt es zu einem zusätzlichen Beitrag zur freien Energie. Dieser Beitrag kann phänomenologisch durch die Einführung einer Oberflächenanisotropie F_S beschrieben werden. Die Oberflächenanisotropie wird in einem dünnen Film mit der Schichtdicke d wie folgt ausgedrückt [61]:

$$F_S = \frac{k_S}{d} \cos^2 \theta, \quad (2.27)$$

wobei k_S die Anisotropiekonstante der oberen und unteren Grenzflächen der Schicht ist. Die Anisotropie hat die Form einer uniaxialen Anisotropie mit einer ausgezeichneten Richtung entlang der Schichtnormalen. Hierbei wurden identische Grenzflächen S_1 und S_2 angenommen. Sind die Grenzflächen nicht identisch, folgt die Anisotropiekonstante aus der Summe der Anisotropiekonstanten der einzelnen Grenzflächen $k_S = \frac{1}{2}(k_S^1 + k_S^2)$. In dünnen Filmen kann der Beitrag der Oberflächenanisotropie zur Gesamtenergie entscheidenden Einfluss auf die Richtung der Magnetisierung haben. So wird in dünnen Pd/Co- und Pt/Co-Schichten gefunden, dass sich die Magnetisierung der Co-Schicht im Nullfeld senkrecht zur Schicht einstellt [62]. Aber auch in verschiedenen Multilagenn kann der Einfluss der Grenzflächen groß werden, so dass die Oberflächenenergie die Formanisotropie überwindet, die Schichtnormale somit die leichte Richtung der Magnetisierung ist [63–65].

2.3.3 Zeeman-Energie

Bei der Messung der ferromagnetischen Resonanz befindet sich die Probe in einem externen Magnetfeld. Daher ist ein weiterer Energiebeitrag zur Gesamtenergie die potentielle Energie der Magnetisierung im Feld, die sogenannte Zeeman-Energie, zu berücksichtigen. In Polarkoordinaten (vergleiche Abbildung 2.4) kann die Energiedichte der Zeeman-Energie wie folgt ausgedrückt werden:

$$F_{Zee} = -\vec{M} \cdot \vec{B} = -MB[\sin\theta\sin\theta_B\cos(\phi - \phi_B) + \cos\theta\cos\theta_B]. \quad (2.28)$$

Liegen \vec{M} und \vec{B} in einer Ebene senkrecht zur Schichtebene, ist $\phi = \phi_B$ und Gleichung 2.28 vereinfacht sich zu: $F_{Zee} = -MB\cos(\theta - \theta_B)$. Liegen \vec{M} und \vec{B} in der Schichtebene, ist $\theta = \theta_B = \pi/2$ und die Zeeman-Energiedichte ist $F_{Zee} = -MB\cos(\phi - \phi_B)$.

Alle Energiebeiträge, die in den letzten Abschnitten eingeführt wurden, sind für die Orientierung der Magnetisierung in einem externen Magnetfeld relevant. Aus deren Summierung folgt die freie Energie F des Ferromagneten. Um die Gleichgewichtsrichtung der Magnetisierung zu bestimmen, ist die freie Energie nach dem Azimutal- und dem Polarwinkel zu differenzieren und Null zu setzen.

$$\frac{\partial F}{\partial \theta} = 0; \quad \frac{\partial F}{\partial \phi} = 0 \quad (2.29)$$

Welche Energiebeiträge zur freien Energie berücksichtigt werden müssen, hängt vom betrachteten System ab. So ist für die in dieser Arbeit untersuchten „dicken“ Py- und

Co-Schichten (10 nm und 20 nm) der Energiebeitrag aufgrund der Oberflächenanisotropie gegenüber den anderen Anisotropien vernachlässigbar klein. Die Formanisotropie übt den größten Einfluss auf die Richtung der Magnetisierung aus, so dass die Magnetisierung in Remanenz in der Schichtebene orientiert ist und mit sehr großen externen Feldern in Richtung der Schichtnormalen ausgerichtet werden kann. Multilagen, die ebenfalls im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurden, zeigen dagegen eine sehr große uniaxiale Anisotropie senkrecht zur Schicht, die auf eine Grenzflächenanisotropie zurückzuführen ist. Bei diesen Multilagen ist die senkrechte Anisotropie größer als die Formanisotropie, so dass die Magnetisierung in Remanenz in Richtung der Schichtnormalen orientiert ist.

2.4 Ferromagnetische Resonanz

Zur Beschreibung der ferromagnetischen Resonanz soll hier zunächst ein System betrachtet werden, in dem die Atome im Kristall *nicht* miteinander wechselwirken. Diesen Fall beschreibt die paramagnetische Resonanz (EPR), bei der die inneren Felder in der Probe verschwinden. Die Atome besitzen ein Gesamtdrehimpuls \vec{J} , der sich aus einem Spin \vec{S} und einem Bahndrehimpuls \vec{L} gemäß $\vec{J} = \vec{S} + \vec{L}$ zusammensetzt. Somit besitzt jedes Atom ein magnetisches Moment von $\vec{\mu} = -\frac{g\mu_B}{\hbar}\vec{J}$. Hierbei ist g der Landésche g-Faktor und μ_B das Bohrsche Magneton. Der Landésche g-Faktor ist $g = 1$ für reinen Bahnmagnetismus und $g \approx 2$ für reinen Spinmagnetismus. Legt man an die Probe ein externes Magnetfeld \vec{B}_{ext} an, so spalten die Energieniveaus aufgrund der Zeeman-Energie in $2J + 1$ Zustände auf. Die Energiedifferenz ΔE zwischen den Zuständen ergibt sich zu:

$$\Delta E = g\mu_B B_{ext}. \quad (2.30)$$

Zwischen den aufgespalten Energiezuständen lassen sich magnetische Dipolübergänge anregen, wenn die Energie $E = \hbar\omega$ der eingestrahnten elektromagnetischen Welle die Resonanzgleichung für die EPR erfüllt.

$$\omega = \frac{g\mu_B}{\hbar}(B_{ext} + b_{hf}) = \gamma(B_{ext} + b_{hf}), \quad (2.31)$$

γ ist das (positive) gyromagnetische Verhältnis. Für $g = 2$ ist $\gamma/2\pi = 28 \text{ GHz/T}$. Mit den im Labor erreichbaren Magnetfelder im Tesla-Bereich, müssen somit Frequenzen der elektromagnetischen Strahlung im Mikrowellenbereich verwendet werden. b_{hf} ist das hochfrequente Magnetfeld der Mikrowelle, das zwar gegenüber dem externen Magnetfeld vernachlässigbar klein ist ($b_{hf} \leq 100 \mu\text{T}$), der Vollständigkeit halber hier aber mitgeführt wird.

In der klassischen Beschreibung bewirkt das externe Magnetfeld, dass ein Drehmoment auf die magnetischen Momente in der Probe wirkt, die schließlich um das externe Feld präzedieren. Vernachlässigt man zunächst die Dämpfung, so ist die Bewegung der magnetischen Momente eine Kreisbewegung auf einer konstanten Kreisbahn mit der Larmor-Frequenz ω_L . Die Dynamik der magnetischen Momente kann in folgender Bewegungsgleichung ausgedrückt werden [66]:

$$\frac{d\vec{\mu}}{dt} = -\gamma(\vec{\mu} \times \vec{B}). \quad (2.32)$$

Man beachte, dass hier in dem Magnetfeld \vec{B} auch das Hochfrequenzfeld der Mikrowelle enthalten ist. Polder und van Vleck hatten gezeigt, dass beide Beschreibungen, die klassische und die quantenmechanische Beschreibung der ferromagnetischen Resonanz gleichwertig sind [67, 68].

Im Vergleich zu der bisher betrachteten Dynamik einzelner, nicht wechselwirkender Atome beziehungsweise magnetischer Momente, muss bei der ferromagnetischen Resonanz die Austauschwechselwirkung benachbarter magnetischer Momente berücksichtigt werden. Landau und Lifshitz zeigten, dass im Fall der ferromagnetischen Resonanz das externe Magnetfeld durch ein effektives Magnetfeld \vec{B}_{eff} ersetzt werden muss, welches sowohl das externe Feld als auch innere Felder, wie zum Beispiel das Anisotropiefeld enthält [69]. Die Magnetisierung präzediert demnach nicht mehr um das externe Feld, sondern um das effektive Feld, welches sich aus der Summation externer und interner Felder ergibt.

$$\vec{B}_{eff} = \vec{B}_{ext} + \vec{B}_a + \vec{b}_{hf} \quad (2.33)$$

Hierbei ist \vec{B}_{ext} das von außen angelegt Magnetfeld und \vec{B}_a die Anisotropiefelder. Berücksichtigt man, dass die Magnetisierung \vec{M} die Summe der magnetischen Momente pro Volumen V ist, kann analog zur Gleichung 2.32 die Dynamik der Magnetisierung im sogenannten Makrospinmodell ausgedrückt werden:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \left(\vec{M} \times \vec{B}_{eff} \right). \quad (2.34)$$

Diese Gleichung wird als ungedämpfte Landau-Lifshitz-Gleichung bezeichnet. Im Gegensatz zur EPR sind bei der FMR die magnetischen Momente untereinander durch die Austauschwechselwirkung gekoppelt und präzedieren (im Fall der uniformen Anregung) als sogenannter *Makrospin*, also das magnetische Moment der gesamten Probe um das effektive Magnetfeld. Jedoch ist die Projektion der Bewegung auf eine Ebene senkrecht zu \vec{B}_{eff} aufgrund der Anisotropiefelder in der Probe nicht zwangsläufig eine Kreisbahn, sondern in den meisten Fällen eine elliptische Bahn. Analog zur Gleichung 2.31 folgt die Resonanzbedingung im Fall der ferromagnetischen Resonanz mit:

$$\omega = \gamma B_{eff}. \quad (2.35)$$

Um das effektive Feld B_{eff} zu berechnen, ist die freie Energiedichte des Ferromagneten F abzuleiten, wobei die einzelnen Energiebeiträge gemäß der Gleichungen 2.21, 2.23, 2.26, 2.27 und 2.28 berechnet werden. Unter der Annahme kleiner Auslenkung der

Magnetisierung von der Gleichgewichtslage kann eine allgemeine Resonanzbedingung gefunden werden [70–72].

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{M^2 \sin^2 \theta} \left[\frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} \frac{\partial^2 F}{\partial \phi^2} - \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \theta \partial \phi} \right)^2 \right]. \quad (2.36)$$

Abhängig vom untersuchten System lassen sich Anisotropiebeiträge zur freien Energie vernachlässigen. Für einen dünnen Film ohne magnetokristalline Anisotropie und verschwindender Oberflächenanisotropie trägt nur die Zeeman-Energie und die Formanisotropie zur freien Energie bei. Somit folgt die Resonanzbedingung unter der Annahme, dass \vec{M} und \vec{B}_{ext} den gleichen Azimutalwinkel aufweisen (vergleiche Gleichung 2.28) [73]:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = [B_{ext} \cos(\theta - \theta_B) - \mu_0 M (\cos \theta)^2] [B_{ext} \cos(\theta - \theta_B) - \mu_0 M \cos 2\theta] \quad (2.37)$$

Ist die Magnetisierung in der Ebene parallel zu B_{ext} orientiert, folgt mit $\theta = \theta_B = \pi/2$ für die Resonanzbedingung:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = B_{ext} (B_{ext} + \mu_0 M). \quad (2.38)$$

Wenn die Magnetisierung und das externe Feld senkrecht zu Schicht stehen, vereinfacht sich Gleichung 2.37 zu:

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = (B_{ext} - \mu_0 M)^2. \quad (2.39)$$

Gleichung 2.36 hat den Nachteil, dass sie für $\theta = 0$ keine Ergebnisse für die Resonanz liefert. Aus diesem Grund wurde die Gleichung von Basalgia erweitert, damit sie auch in diesem Fall anwendbar ist [74].

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{M^2} \left[F_{\theta\theta} \left(\frac{F_{\phi\phi}}{\sin^2 \theta} + \frac{\cos \theta}{\sin \theta} F_{\theta} \right) - \left(\frac{F_{\theta\phi}}{\sin \theta} - \frac{\cos \theta}{\sin \theta} \frac{F_{\phi}}{\sin \theta} \right)^2 \right] \quad (2.40)$$

Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurden hier die partiellen Ableitungen der freien Energie nach dem Winkel $\frac{\partial F}{\partial i}$ nach F_i umgeschrieben.

2.4.1 Dämpfung

In der bisherigen Betrachtung zur ferromagnetischen Resonanz wurde davon ausgegangen, dass die Magnetisierung ungedämpft um das effektive Magnetfeld präzediert, die Magnetisierung sich also niemals in Richtung des Feldes ausrichtet. Dies hätte eine unendlich scharfe Linienbreite im FMR-Spektrum zur Folge. In der quantenmechanischen Betrachtung würde dies einer unendlichen Lebensdauer des angeregten Zustands entsprechen. Im Experiment wird dies natürlich nicht beobachtet. Hier gibt es viele Relaxationswege für den Übergang in den Grundzustand der Magnetisierung. Für die Beschreibung der Dämpfung muss ein weiterer Term in der Bewegungsgleichung der Magnetisierung (Gleichung 2.34) eingeführt werden, der das rückstellende Moment auf die Magnetisierung in Richtung der Achse des effektiven Magnetfeldes beschreibt. Ein solcher Ansatz für eine gedämpfte Bewegung der Magnetisierung in einem externen Feld wurde von Landau und Lifshitz vorgeschlagen [69].

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \left(\vec{M} \times \vec{B}_{eff} \right) - \frac{\lambda}{M_S^2} \vec{M} \times \left(\vec{M} \times \vec{B}_{eff} \right) \quad (2.41)$$

In dieser Landau-Lifshitz-Gleichung ist λ die Dämpfungskonstante.

Abbildung 2.5 stellt die gedämpfte Bewegung der Magnetisierung um das effektive Magnetfeld schematisch da. In Gleichung 2.41 wird vorausgesetzt, dass sich der Betrag von \vec{M} nicht ändert. Somit bewegt sich die Spitze des Magnetisierungsvektors entlang einer Spiralbahn auf einer Kugeloberfläche.

Der von Landau und Lifshitz gefundene Ansatz für die gedämpfte Bewegung der Magnetisierung wurde von Gilbert wie folgt modifiziert [72]:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \left(\vec{M} \times \vec{B}_{eff} \right) + \frac{\alpha}{M_s} \left(\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt} \right), \quad (2.42)$$

mit $\alpha = \frac{\lambda}{\gamma M_s}$ [75]. Hier ist die Dämpfung proportional zur zeitlichen Änderung der Magnetisierung. Beide Bewegungsgleichungen der Magnetisierung (2.41 und 2.42) liefern gleiche Ergebnisse für kleine Dämpfung α . Allerdings folgen aus der Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung auch realistische Lösungen für große Werte von α . Die in dieser Arbeit untersuchten Ferromagneten weisen eine Dämpfung zwischen 0.001 und 0.1 auf. Folglich liefern die Landau-Lifshitz-Gleichung und die Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung identische Ergebnisse.

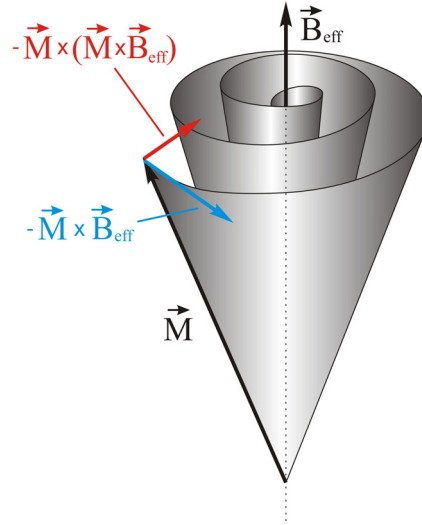


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der Magnetisierungsdynamik in einem effektiven Magnetfeld nach der Landau-Lifshitz-Gleichung mit Berücksichtigung der Dämpfung.

Die Ursache für die Dämpfung der Magnetisierung im Ferromagneten ist zum einen die Spin-Bahn-Wechselwirkung, infolge derer die Energie der Präzession über Magnon-Phonon-Wechselwirkung an das Kristallgitter abgegeben wird [76–78]. Dieser Relaxationsprozess entspricht der Gilbert-Dämpfung. Des Weiteren kann die Relaxation der Magnetisierung auch über Magnon-Magnon-Wechselwirkung stattfinden. Hierbei zerfällt das Magnon der uniformen Anregung mit $k = 0$ in Magnonen mit $k \neq 0$ und die Energie wird schließlich ebenfalls über Magnon-Phonon-Wechselwirkung an das Gitter abgegeben. Bei diesem Relaxationsprozess bleibt jedoch die Länge des Magnetisierungsvektors nicht erhalten, folglich ist auch dessen Beschreibung mit Hilfe von Gleichung 2.41 und 2.42 nicht möglich. Die in dieser Arbeit untersuchten Proben zeigen nur Gilbert-artige Dämpfung und Magnon-Magnon-Wechselwirkung wird nicht beobachtet. Daher sei für eine weitere Diskussion der Magnon-Magnon-Wechselwirkung auf [79–81] verwiesen.

Die Dämpfung führt zu einer Zunahme der FMR-Linienbreite $\Delta\omega$, die wie folgt ausgedrückt werden kann [82]:

$$\Delta\omega = \left(\frac{d\omega}{dB} \right) \Delta B_{Gilbert} = \frac{\alpha\gamma}{M} \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 F}{\partial \phi^2} \right). \quad (2.43)$$

$\Delta B_{Gilbert}$ ist hier die Resonanzlinienbreite, die typischerweise bei der FMR-Messung ausgewertet wird. In einfacher Näherung kann die Linienbreite wie folgt ausgedrückt werden [79]:

$$\Delta B_{Gilbert} = 2 \frac{\alpha}{\gamma} \frac{1}{\xi} \omega, \quad (2.44)$$

mit $\xi = \vec{m} \cdot \vec{b} + f(\theta, \phi)$, wobei \vec{m} und \vec{b} die Richtungen der Magnetisierung und des externen Magnetfeldes sind. Beide Richtungen müssen aufgrund der Anisotropie nicht zwangsläufig parallel sein. Betrachtet man eine dünne Schicht, kann aufgrund der Formanisotropie der Winkel zwischen Magnetisierung und Feld in der Nähe der schweren Richtung sehr groß werden und folglich nimmt auch die Linienbreite stark zu. Dieser Effekt ist als „Field dragging effect“ bekannt [83, 84]. In der Literatur wird für ξ meist nur das Vektorprodukt von Magnetisierungsrichtung und Richtung des externen Feldes gefunden. Genauere Betrachtungen erfordern aber die Einführung der Korrekturfunktion $f(\theta, \phi)$, für dessen genaue Beschreibung auf [79] verwiesen sei. Andere Mechanismen, die ebenfalls zu einer Linienverbreiterung führen, können zur intrinsischen Linienbreite (Gleichung 2.44) hinzu addiert werden.

$$\Delta B = \Delta B_{Gilbert} + \Delta B_{inhom} \quad (2.45)$$

ΔB_{inhom} beschreibt im Gegensatz zur Gilbert-Dämpfung die frequenzunabhängige Linienverbreiterung, die zum Beispiel durch die Rauigkeit der ferromagnetischen Schicht verursacht wird. Durch frequenzabhängige Messungen können die unterschiedlichen Beiträge zur Linienverbreiterung voneinander getrennt werden [85]. Man beachte, dass die frequenzabhängige Magnon-Magnon-Wechselwirkung in Gleichung 2.45 nicht berücksichtigt wurde. Im Folgenden wird die Linienbreite $\Delta B_{Gilbert}$ aufgrund Gilbertartiger Dämpfung als ΔB bezeichnet.

2.4.2 Der Hochfrequenzsuszeptibilitätstensor

Das Messsignal bei der ferromagnetischen Resonanz ist die Antwort des Ferromagneten auf das hochfrequente Magnetfeld \vec{b}_{hf} der eingestahlten Mikrowelle in einem Magnetfeld \vec{B}_{eff} . Somit wird nur die dynamische Komponente der Magnetisierung oder besser die Hochfrequenzsuszeptibilität gemessen. Als Ansatz wählt man für das sich zeitlich ändernde Magnetfeld:

$$\vec{B}(t) = B_{eff} \vec{e}_z + \vec{b}_{hf} e^{i\omega t}, \quad (2.46)$$

zusammengesetzt aus einem statischen Feld \vec{B}_{eff} in z-Richtung und einem Hochfrequenzfeld \vec{b}_{hf} senkrecht zu \vec{B}_{eff} . Wie schon erwähnt, folgt die Magnetisierung dem

Hochfrequenzfeld und präzediert um das statische Feld. Da $\vec{b}_{hf} \ll \vec{B}_{eff}$ ist auch die dynamische Komponente der Magnetisierung \vec{m} sehr viel kleiner als die Sättigungsmagnetisierung \vec{M}_S . Daher sei hier angenommen, dass die Magnetisierung in z-Richtung gleich der Sättigungsmagnetisierung ist und man die sich zeitlich ändernde Magnetisierung ausdrücken kann als:

$$\vec{M}(t) = M_S \vec{e}_z + \vec{m} e^{i\omega t}. \quad (2.47)$$

Setzt man Gleichung 2.46 und 2.47 in die Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung 2.42 ein, erhält man unter der Annahme, dass die Bewegung von \vec{m} nur in der xy-Ebene stattfindet, die Beziehung zwischen der dynamischen Magnetisierung und dem Hochfrequenzfeld [86, 87]:

$$\begin{bmatrix} m_x \\ m_y \\ m_z \end{bmatrix} = \frac{1}{\mu_0} \begin{bmatrix} \chi_{xx} & -i\chi_{xy} & 0 \\ i\chi_{yx} & \chi_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} b_x \\ b_y \\ b_z \end{bmatrix}. \quad (2.48)$$

Die höheren Terme in \vec{m} , \vec{b}_{hf} und deren Produkte werden hier vernachlässigt. In Gleichung 2.48 sind die Nichtdiagonalelemente χ_{xy} und χ_{yx} des Hochfrequenzsuszeptibilitätstensors $\underline{\chi}$ ungleich Null. Das folgt direkt aus der Landau-Lifshitz-Gleichung, da sich auch bei linear polarisierter Mikrowelle die Magnetisierung in einer Ebene bewegt. Die Nichtdiagonalelemente sind somit bezüglich der Diagonalelemente um $\pi/2$ phasenverschoben. Setzt man nun voraus, dass die Mikrowelle in x-Richtung polarisiert ist, sind nur noch χ_{xx} und χ_{yx} die nichtverschwindenden Elemente in $\underline{\chi}$ (für eine in y-Richtung polarisierte Mikrowelle sind es χ_{yy} und χ_{xy}).

$$\begin{aligned} \chi_{xx} = \chi_{yy} &= \frac{(\gamma^2 B_{eff} + i\omega\gamma\alpha)\mu_0 M_S}{(\gamma B_{eff} + i\omega\alpha)^2 - \omega^2} \\ \chi_{yx} = \chi_{xy} &= \frac{\omega\gamma\mu_0 M_S}{(\gamma B_{eff} + i\omega\alpha)^2 - \omega^2} \end{aligned} \quad (2.49)$$

Die Komponenten des Suszeptibilitätstensors sind komplexe Größen der Form $\chi_{ij} = \chi'_{ij} - i\chi''_{ij}$ und können in den Real- und Imaginärteil aufgespalten werden. Wie später gezeigt wird, beschreibt der Realteil die Dispersion der Mikrowelle und der Imaginärteil

deren Absorption. Für die FMR sind aber nur die dissipativen Anteile entscheidend, die nach einiger Umformung folgende Gestalt haben:

$$\begin{aligned}\chi''_{xx} = \chi''_{yy} &= \frac{\omega\gamma\alpha\mu_0 M_S [\gamma^2 B_{eff}^2 + \omega^2(1 + \alpha^2)]}{4\omega^2\gamma^2\alpha^2 B_{eff}^2 + [\gamma^2 B_{eff}^2 - \omega^2(1 + \alpha^2)]^2} \\ \chi''_{yx} = \chi''_{xy} &= \frac{2\omega^2\gamma^2\alpha\mu_0 M_S B_{eff}}{4\omega^2\gamma^2\alpha^2 B_{eff}^2 + [\gamma^2 B_{eff}^2 - \omega^2(1 + \alpha^2)]^2}.\end{aligned}\quad (2.50)$$

Man erkennt, wie beide Terme vom effektiven Feld abhängen und (für kleine α) bei $\omega = \gamma B_{eff}$, der Resonanzfrequenz, ein Maximum aufweisen. Es sei jedoch darauf hingewiesen, dass bei dieser Rechnung sehr vereinfacht angenommen wurde, das effektive Magnetfeld \vec{B}_{eff} sei unabhängig von der Richtung der Magnetisierung. Wie jedoch in Kapitel 2.4 gezeigt wurde, ist \vec{B}_{eff} über die freie Energie mit der Richtung der Magnetisierung verknüpft und kann im Allgemeinen nicht getrennt voneinander betrachtet werden. Für eine ausführliche Rechnung unter Berücksichtigung der freien Energie sei auf [66, 88] verwiesen.

Die von der Probe absorbierte Leistung pro Volumen aufgrund der Änderung der Magnetisierung durch das Feld, ergibt sich aus der absorbierten Energiedichte integriert über eine Periode [89].

$$p_{abs} = \frac{e_{abs}}{T} = \frac{\omega}{2\pi\mu_0} \int_T \vec{B} \cdot d\vec{M} = \frac{\omega}{2\pi\mu_0} \int_T \vec{B} \cdot \frac{d\vec{M}}{dt} dt \quad (2.51)$$

Für $\vec{B}(t)$ und $\vec{M}(t)$ sei ein ähnlicher Ansatz wie in Gleichung 2.46 und 2.47 gewählt, der die beiden Größen in ihre statischen und dynamischen Anteile trennt.

$$\vec{B}(t) = \vec{B}_0 + \vec{b}_{hf} \cos \omega t \quad (2.52)$$

Die Magnetisierung folgt dem externen Feld mit einer Phasenverschiebung ϕ .

$$\begin{aligned}\vec{M}(t) &= \vec{M}_S + \vec{m} \cdot \cos(\omega t + \phi) \\ &= \vec{M}_S + \vec{m} \cdot \cos \omega t \cdot \cos \phi + \vec{m} \cdot \sin \omega t \cdot \sin \phi \\ &= \frac{1}{\mu_0} \left(\underline{\underline{\chi}}_0 \cdot \vec{B}_0 + \underline{\underline{\chi}}' \cdot \vec{b}_{hf} \cdot \cos \omega t + \underline{\underline{\chi}}'' \cdot \vec{b}_{hf} \cdot \sin \omega t \right),\end{aligned}\quad (2.53)$$

da nach Gleichung 2.48 gilt:

$$\frac{1}{\mu_0} \underline{\underline{\chi}} \cdot \vec{B}_0 := \vec{M}_S, \quad \frac{1}{\mu_0} \underline{\underline{\chi}}' \cdot \vec{b}_{hf} := \vec{m} \cdot \cos\phi, \quad \frac{1}{\mu_0} \underline{\underline{\chi}}'' \cdot \vec{b}_{hf} := \vec{m} \cdot \sin\phi. \quad (2.54)$$

Somit ergibt sich für die absorbierte Leistungsdichte:

$$p_{abs} = \frac{\omega^2}{2\pi\mu_0} \int_T \vec{b}_{hf} \cdot \underline{\underline{\chi}}'' \cdot \vec{b}_{hf} \cdot \cos^2\omega t \, dt = \frac{\omega}{2\mu_0} \vec{b}_{hf} \cdot \underline{\underline{\chi}}'' \cdot \vec{b}_{hf}. \quad (2.55)$$

Alle anderen Terme verschwinden, da $\sin\omega t$, $\sin\omega t$ und $\sin\omega t \cdot \cos\omega t$ über eine Periode integriert Null sind. Man erkennt in Gleichung 2.55, dass bei Einstrahlung einer linear polarisierten Mikrowelle nur noch die Diagonalelemente χ''_{xx} oder χ''_{yy} von $\underline{\underline{\chi}}''$ zur Absorption beitragen und die Nichtdiagonalelemente verschwinden. Für die Berechnung der absorbierten Leistung wird die Leistungsdichte über das Volumen der Probe integriert. Ist die ferromagnetische Probe homogen magnetisiert und befindet sich in einem homogenen Mikrowellenfeld, kann $\chi''_{xx(yy)}$ und \vec{b}_{hf} vor das Integral gezogen werden und die Leistung folgt aus dem Produkt von Gleichung 2.55 und dem Probenvolumen:

$$P_{abs} = \frac{\omega}{2\mu_0} b_x^2 \chi''_{xx} V. \quad (2.56)$$

Für eine in y-Richtung polarisierte Mikrowelle folgt ein analoger Ausdruck, daher wird im folgenden nur die in x-Richtung polarisierte Mikrowelle angenommen.

Die Rechnung hat gezeigt, dass die absorbierte Mikrowellenleistung bei gegebener Mikrowellenleistung und Frequenz proportional zum Imaginärteil der Diagonalelemente des Hochfrequenzsuszeptibilitätstensors und zum Probenvolumen ist. Wie in Kapitel 3.3.1 gezeigt wird, ist das Messsignal bei der FMR die Verstimmung des Resonators, also die Änderung des Mikrowellenfeldes im Resonator durch die Absorption von der Mikrowellenleistung der Probe in Resonanz. Hierbei ist nicht alleine das Probenvolumen für die Verstimmung des Resonators verantwortlich, sondern das Verhältnis von Probenvolumen und Resonatorvolumen, der sogenannte Füllfaktor [66].

2.4.3 Linienform

Berücksichtigt man für die Berechnung von χ''_{xx} auch Anisotropien in der Probe, kann man analog zur in Kapitel 2.4.2 durchgeführten Rechnung einen Ausdruck für die

Diagonalelemente des Hochfrequenzsuszeptibilitätstensors finden [66]. Der imaginäre Anteil hat dann die Form:

$$\chi''_{xx} = 2 \frac{\mu_0 M_s \epsilon}{\Delta B} \frac{1}{1 + \left(2 \frac{B - B_{res}}{\Delta B}\right)^2}. \quad (2.57)$$

Man erkennt, dass es sich $\chi''_{xx}(B)$ um eine Lorentzkurve handelt, deren Intensität proportional zur Magnetisierung ist und ein Maximum beim Resonanzfeld B_{res} hat. Die Fläche unter der Kurve ist proportional zum magnetischen Moment der Probe. Der Elliptizitätsfaktor $\epsilon = \frac{2m_x^2}{m_x^2 + m_y^2}$ in Gleichung 2.57 beschreibt die Abweichung der Bewegung von einer Kreisbahn aufgrund der in der Probe vorhandenen Anisotropien [90]. m_x ist dabei die Komponente der dynamischen Magnetisierung in Richtung des Mikrowellenfeldes und m_y die Richtung der Magnetisierung senkrecht dazu. Beschreibt die Magnetisierung also eine elliptische Bahn, die im Wesentlichen in der Schichtebene liegt (x-Richtung) und ist die Mikrowelle senkrecht zur Schicht orientiert, so ist $m_x \ll m_y$ und das detektierte Signal kann sehr klein werden.

Abbildung 2.6 (Inset) zeigt χ''_{xx} als Funktion des Feldes, gerechnet für eine Probe ohne magnetokristalline Anisotropie und ohne Oberflächenanisotropie und einer Magnetisierung von 980 kA/m, was der Magnetisierung einer Py-Schicht entspricht, die unter anderen in dieser Arbeit untersucht wird. In Kapitel 3.3.1 wird gezeigt, dass für die FMR-Messung Lock-in-Technik unter Benutzung einer Feldmodulation verwendet wird. Aus diesem Grund wird das Ableitungssignal $\frac{\partial \chi''_{xx}}{\partial B}$ detektiert. Dieses ist ebenfalls in Abbildung 2.6 dargestellt.

$$\frac{\partial \chi''_{xx}}{\partial B} = \frac{-8\mu_0 M_s \epsilon}{\Delta B^2} \frac{(B - B_{res})}{\left[1 + \left(2 \frac{B - B_{res}}{\Delta B}\right)^2\right]^2} \quad (2.58)$$

Die Linienbreite ist proportional zum Gilbert-Dämpfungsparameter (vergleiche Gleichung 2.44). Zwischen der Linienbreite ΔB der Lorentzkurve und dem Abstand der beiden Extrema (die „peak-to-peak“-Breite ΔB_{pp}) in der abgeleiteten Kurve $\frac{\partial \chi''_{xx}}{\partial B}$ gilt folgender Zusammenhang:

$$\Delta B = \sqrt{3} \Delta B_{pp}. \quad (2.59)$$

Wie in Kapitel 2.4.1 schon diskutiert wurde, kann jedoch nicht direkt aus $\Delta B_{pp} \approx \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{\alpha}{\gamma} \omega$ die Dämpfung bestimmt werden, da andere Dämpfungsbeiträge, wie zum Beispiel die inhomogene Linienverbreiterung oder Magnon-Magnon-Wechselwirkung, die Linienbreite vergrößern. Da jedoch die Gilbert-Dämpfung proportional zur Mikrowel-

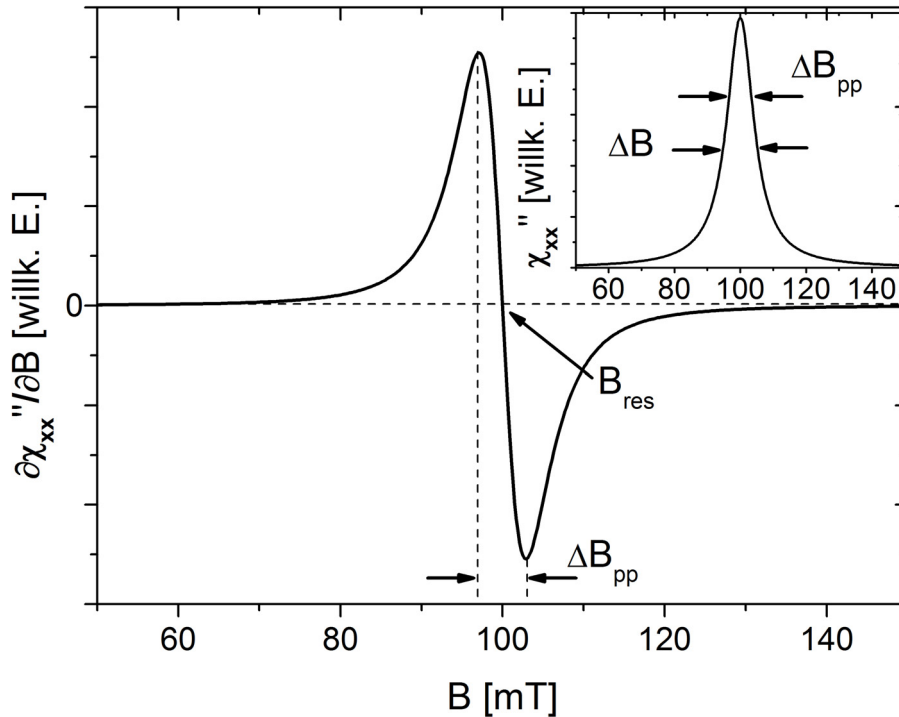


Abbildung 2.6: Mit Gleichung 2.57 berechnetes Absorptionssignal χ''_{xx} als Funktion des Magnetfeldes. Für die Magnetisierung wurde ein Wert von 980 kA/m angenommen. Die Linienbreite ΔB ist 10 mT und das Resonanzfeld liegt bei 100 mT. Liegt nur Gilbert-Dämpfung vor, erhält man für die Absorption eine Lorentzlinie (siehe Inset). Aufgrund der Feldmodulation bei der FMR misst man das Ableitungssignal.

lenfrequenz ist, kann durch frequenzabhängige Messungen der Linienbreite die Dämpfungsparameter bestimmt werden.

Neben der Lorentzlinienform existieren auch andere Formen der Absorptionskurve. So misst man auch Gauß-förmige Kurven, die durch die Überlagerung einer Vielzahl von Lorentz-Kurven entstehen können [91, 92] und Dyson-Linien. Letztere werden insbesondere in dicken metallischen Schichten gemessen [93–95], wenn die Zeit für die Diffusion eines Elektrons durch die Probe vergleichbar wird mit der Zeit, die das Elektron braucht, um die sogenannte Skin-Tiefe (Eindringtiefe der Mikrowelle) zu durchqueren.

2.4.4 Spinwellen

In der bisherigen Betrachtung waren alle magnetischen Momente im Ferromagneten durch die Austauschkopplung parallel zueinander ausgerichtet. Im Fall der Resonanz präzediert daher die Magnetisierung (= Summe der magnetischen Momente pro Volumen) im Makrospinmodell als ein einziges Moment um das effektive Magnetfeld. Durch thermische Anregung oder durch Mikrowellenanregung können neben dieser uniformen Anregung der Magnetisierung aber auch höher energetische nicht-uniforme Moden, wie Magnonen beziehungsweise Spinwellen in der Probe angeregt werden. In diesen Spinwellen sind benachbarte magnetische Momente nicht parallel ausgerichtet, sondern weisen eine feste Phasenverschiebung auf. Abhängig von Größe der Wellenvektors \vec{k} kann man zwischen kurzwelligen austauschgekoppelte Spinwellen und langwelligen dipolar gekoppelte Spinwellen unterscheiden. Ist der Betrag des Wellenvektors klein, sind benachbarte magnetische Momente kaum gegeneinander verkippt, die Austauschwechselwirkung ist klein und wird gegenüber der Dipol-Dipol-Wechselwirkung vernachlässigt. Diese Spinwellen werden als dipolar gekoppelte Spinwellen bezeichnet. Ist k groß, werden benachbarte magnetische Momente stark gegeneinander verkippt und folglich ist die Austauschwechselwirkung groß. Man spricht hier von austauschgekoppelten Spinwellen, bei denen die Dipol-Dipol-Wechselwirkung gegenüber der Austauschwechselwirkung vernachlässigt werden kann. Es sei vorweg genommen, dass die austauschgekoppelten Spinwellen mit der FMR nicht angeregt werden können, da deren Wellenlängen zu klein sind, um sie durch Mikrowellenabsorption zu detektieren. Daher wird diesbezüglich auf Untersuchungen austauschgekoppelter Spinwellen, zum Beispiel mit Hilfe der Brillouin-Lichtstreuung (BLS), in den Arbeiten von Grünberg et al. [96] oder Fassbender et al. [97] verwiesen.

Betrachtet man die dipolar gekoppelten Spinwellen, lassen sich diese Volumenmoden und Oberflächenmoden unterteilen. Volumenmoden durchlaufen dabei die gesamte Probe, wohingegen die Oberflächenmoden nur an den Rändern der Probe zu finden sind. Bei Oberflächenmoden liegt der Wellenvektor parallel zur Oberfläche und senkrecht zum externen Magnetfeld. Die Präzessionsamplitude der Welle ist an der Oberfläche maximal und fällt exponentiell ins Schichtinnere ab [98]. Oberflächenmoden werden auch als Damon-Eshbach-Moden bezeichnet. Abbildung 2.7 zeigt die Spinwellendispersion für eine dipolar gekoppelte Oberflächenmode und für dipolar gekoppelte Volumenmoden, deren Wellenvektor senkrecht und parallel zum externen Magnetfeld orientiert ist. Ist der Wellenvektor der Volumenmode senkrecht zu \vec{B} orientiert, nimmt die Frequenz der Welle mit zunehmender Wellenzahl zu und die Gruppengeschwindigkeit der Welle ist positiv. Ist \vec{k} parallel zu \vec{B} , ist die Gruppengeschwindigkeit

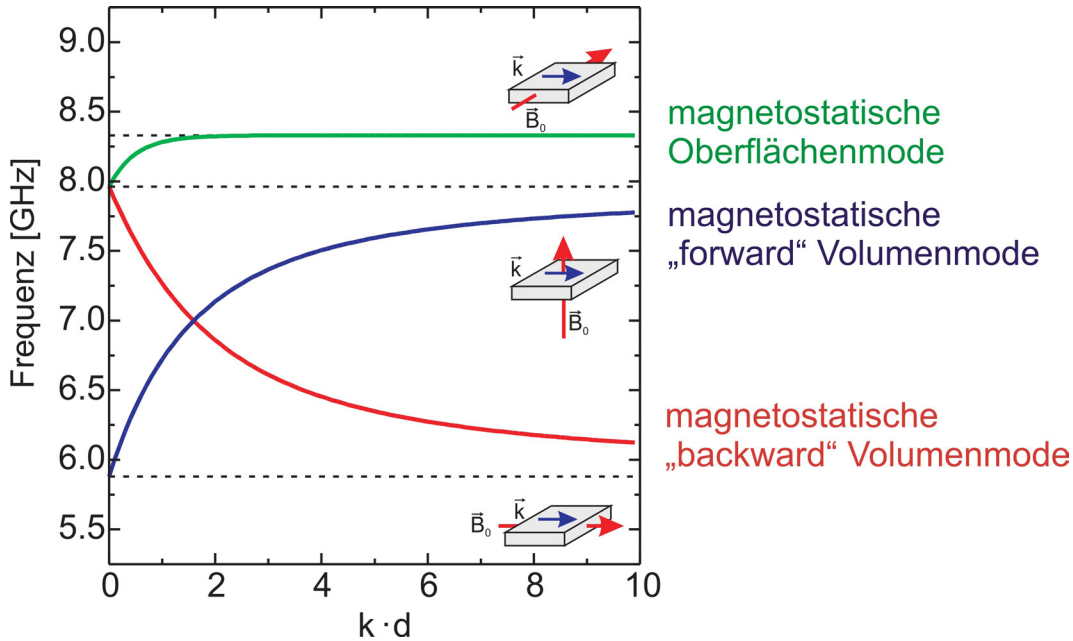


Abbildung 2.7: Spinwellendispersion für eine Oberflächenmode und für Volumenmoden mit \vec{k} senkrecht und parallel zum externen Magnetfeld, nach [99].

negativ [99]. In der Literatur werden daher die beiden Spinwellen, abhängig von ihrer Gruppengeschwindigkeit, häufig als magnetostatische „Forward“- und „Backward“-Volumenmoden bezeichnet [98]. Es sei darauf hingewiesen, dass sich bei laufenden Spinwellen der Wellenvektor beliebig zum externen Feld einstellen kann. Die Forward- und Backward-Moden zeigen nur zwei Grenzfälle auf. Für eine vollständige Winkelabhängigkeit der Dispersionsrelation von Spinwellen sei beispielsweise auf [100] verwiesen.

In ferromagnetischen Proben mit endlicher Dimensionalität können sich durch die Interferenz einer laufenden Welle und der vom Rand der Probe reflektierten Welle stehende Spinwellen ausbilden. Die Wellenlänge dieser Volumenmoden werden von der Geometrie der Probe bestimmt: $\lambda = \frac{2\pi}{k} = \frac{2}{n}d$, wobei d der Abstand zwischen den beiden Kanten der Probe ist, zwischen denen sich die stehende Welle ausbildet und n ist deren Ordnungszahl. In Abbildung 2.8 sind neben der uniformen Anregung (a) stehende Spinwellen schematisch gezeigt, wobei der Wellenvektor senkrecht (b) und parallel (c) zum externen Magnetfeld orientiert ist. Die roten Pfeile zeigen die Richtung der magnetischen Momente in der Spinwelle und die Amplitude der Anregung wird durch die Ellipse gekennzeichnet. Wählt man Ansatz für die Bewegung der magnetischen Mo-

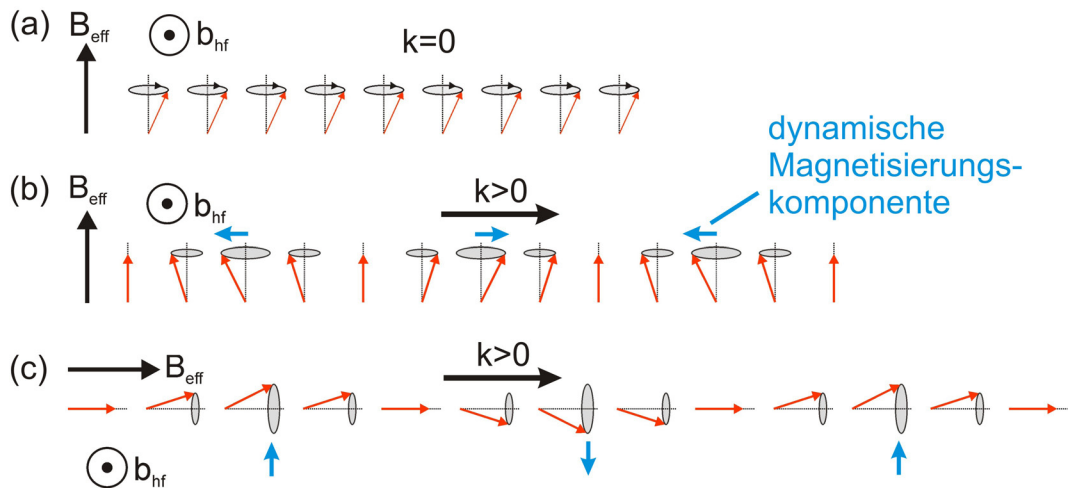


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung verschiedener Anregungsmoden. Bei der uniformen Anregung sind alle magnetischen Momente in Phase (a). Bei den Forward- (b) und Backward-Volumenmode (c) bilden sich stehende Wellen der Magnetisierung aus. Der Vektor des magnetischen Moments kann in einen statischen (in Feldrichtung) und in einen dynamischen Anteil (blauer Pfeil) separiert werden.

mente in einen statischen (in Feldrichtung) und einen dynamischen Anteil senkrecht dazu, liegen die dynamischen Anteile der Momente in (b) in einer Ebene. Aus der relativen Orientierung der dynamischen Komponenten der Momente erkennt man sofort, dass die Backward-Volumenmode verglichen zur Forward-Volumenmode der energetisch günstigere Zustand ist, da sich die dynamischen Komponenten, wie durch die blauen Pfeile in Abbildung 2.8 symbolisiert, antiparallel orientieren und folglich das Streufeld minimiert wird. Folglich nimmt die Energie der Spinwelle mit $\vec{k} \parallel \vec{B}$ durch die Verkleinerung der Wellenlänge weiter ab. Im Gegensatz dazu nimmt die Energie der Spinwelle mit $\vec{k} \perp \vec{B}$ zu, wenn sich die Wellenlänge verkleinert (vergleiche auch Abbildung 2.7). Stehende Spinwellen mit einer ungeraden Ordnungszahl n beziehungsweise einer geraden Anzahl von Knotenflächen können mit der FMR angeregt werden, da diese ein effektives magnetisches Moment besitzen, dass durch das Hochfrequenzfeld der Mikrowelle angeregt werden kann. Die Forward-Moden treten verglichen mit der uniformen Mode bei kleineren Magnetfeldern auf, wohingegen die Backward-Moden größere Resonanzfelder besitzen als die uniforme Mode [101, 102]. Es ist auch sofort ersichtlich, dass die Intensität des Absorptionssignals mit zunehmender Ordnungszahl

der Spinwelle kleiner wird. Es sei darauf hingewiesen, dass auch stehende dipolar gekoppelte Oberflächenmoden mit der FMR angeregt werden können. Hierbei ist jedoch der Oberflächencharakter der Mode aufgrund der großen Wellenlänge sehr gering.

Aufgrund des Symmetriebruchs an der Oberfläche einer ferromagnetischen Probe spüren die magnetischen Momente am Rand gegenüber den Momenten im Inneren der Probe ein durch die Formanisotropie verändertes Anisotropiefeld und führen somit zu einem zusätzlichen Signal, der sogenannten Randmode [103]. Liegt das extern angelegte Magnetfeld senkrecht zur Probenkante, weisen die Momente am Rand bei der FMR ein größeres Resonanzfeld auf als die anderen Momente der Probe, da gerade die erhöhte Formanisotropie am Rand überwunden werden muss. Wie auch bei der zuvor beschriebenen Damon-Eshbach-Mode, nimmt hier die Intensität der Randmode ins Schichtinnere ab. Im Unterschied zur Damon-Eshbach-Mode präzedieren die magnetischen Momente der uniformen Randmode jedoch in Phase. Es sei aber auch darauf hingewiesen, dass am Rand der Probe auch nicht-uniforme Moden mit $\vec{k} \neq 0$ auftreten.

2.5 Spin-Transfer-Torque und strominduziertes Schalten

In Kapitel 2.2 wurde gezeigt, dass der Strom in einem Ferromagneten spinpolarisiert ist, da für die Majoritäts- und Minoritätselektronen unterschiedliche Streuquerschnitte gelten. Dieser spinpolarisierter Strom kann dazu benutzt werden, die Richtung der Magnetisierung zu beeinflussen, vorausgesetzt die Spinpolarisation des Stromes entspricht nicht der Richtung der Magnetisierung. Dieser Effekt, der in der Literatur Spin-Transfer-Torque-Effekt (STT) oder auch Spin-Torque-Effekt genannt wird, ist seit langem bekannt und geht auf die Arbeiten von Berger [12, 13] und Freitas [14] zurück. Er beruht auf der Annahme, dass die Ursache, die für die Spinpolarisation des Stromes verantwortlich ist (die anisotrope Streuung der Elektronen) auch umkehrbar ist. Klassisch betrachtet wird der Spin eines Elektrons durch Streuung in Richtung der Magnetisierung gedreht. Aus Gründen der Drehimpulserhaltung wirkt aber auch ein Drehmoment auf die Magnetisierung. Werden viele Elektronen an den magnetischen Momenten gestreut, summieren sich die Drehmomentüberträge auf die Magnetisierung und es ist möglich, deren Richtung allein durch den Strom zu verändern. Die Dynamik der Magnetisierung unter Einfluss des STT wurde erstmalig von Slonczewski [15] und Berger [16] theoretisch behandelt. In diesen Arbeiten wird der Einfluss des spinpolarisierten Stromes auf die intrinsische Dämpfung der Magnetisierung in magnetischen Vielfachlagenstrukturen beschrieben. In diesen Lagenstrukturen gelang der erste Nachweis des STT durch Katine et al. [17] durch das strominduzierte Ummagnetisieren einer ferromagnetischen Schicht in einem nanostrukturierten Co/Cu/Co-Schichtsystem (Pillar- oder säulenartige-Struktur). Es folgen zahlreiche laterale und vertikale Probensysteme, in denen der STT-Effekt beispielsweise durch die stromgetriebene Verschiebung von Domänenwänden [104–106], strominduziertes Schalten [21, 107] oder durch Spinwellenanregung [108, 109] verifiziert werden konnte.

2.5.1 Spin-Transfer-Torque in vertikalen Schichtstrukturen

2.5.1.1 Phänomenologische Betrachtung

Abbildung 2.9 zeigt eine Pillarstruktur bestehend aus einer spinpolarisierenden ferromagnetischen Schicht mit der Magnetisierung \vec{M}_{Pol} und einer zu schaltenden ferromagnetischen Schicht mit der Magnetisierung \vec{M}_{Analy} , die beide durch eine nichtferromagnetische Trennschicht voneinander separiert sind. Es ist die Pillarstruktur in Seitenansicht und der Polarisator beziehungsweise der Analysator in Aufsicht dargestellt, wobei die Magnetisierungsrichtung des Polarisators durch einen grünen Pfeil und die

Magnetisierungsrichtung des Analysators durch einen roten Pfeil gekennzeichnet ist. Über die nichtferromagnetischen Kontakte wird ein Strom in die Struktur eingepreßt. Die Magnetisierung der polarisierenden ferromagnetischen Schicht sei fixiert, so dass sie nicht durch den Strom beeinflusst werden kann. Die Magnetisierungsrichtung der freien Schicht kann durch den spinpolarisierten Strom verändert werden. Eine Fixierung des Polarisators kann durch die Wahl unterschiedlicher Materialien für Polarisator und Analysator [110], durch unterschiedliche Schichtdicken [111] oder über die Austauschkopplung an einen Antiferromagneten [112] erreicht werden. Abbildung 2.9 (a) und (b) zeigen den Fall, dass die Elektronen vom Polarisator in Richtung des Analysators fließen. Der Stromfluss wird hier wie im Mott'schen Zwei-Spinkanal-Modell als zwei

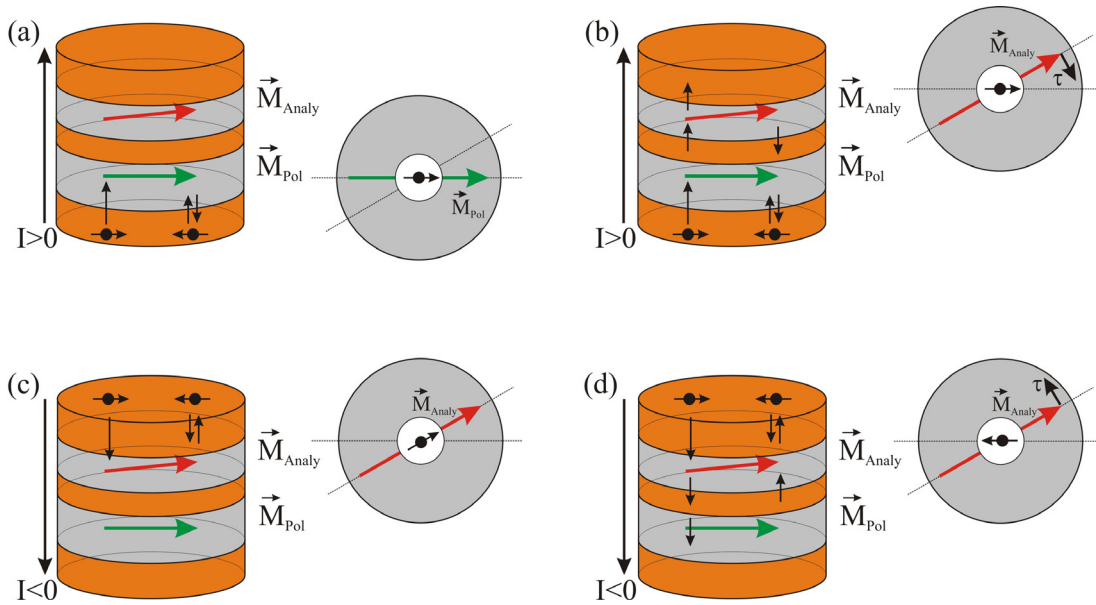


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung einer Pillarstruktur in Seitenansicht und in der Aufsicht für verschiedene Stromrichtungen. In (a) und (b) fließen die Elektronen von der polarisierenden ferromagnetischen Schicht in Richtung der freien oder analysierenden Schicht. In (c) und (d) wurde die Stromrichtung umgekehrt. Die Magnetisierungsrichtung des Polarisators und des Analysators ist durch einen grünen beziehungsweise roten Pfeil gekennzeichnet. Der Strom wird wie im Mott-schen Zwei-Spinkanal-Modell (vergleiche Kapitel 2.2) in zwei unabhängigen Spinrichtungen betrachtet. Die Richtung des STT ist durch einen Pfeil mit τ gekennzeichnet.

unabhängige Teilströme mit jeweils 100%-iger Spinpolarisation betrachtet (vergleiche Kapitel 2.2). Tritt der Elektronstrom von der unteren Elektrode in den Polarisator (Abbildung 2.9 (a)), werden die Majoritätselektronen transmittiert während die Minoritätselektronen reflektiert werden oder durch Spin-flip-Streuung in Majoritätselektronen umgewandelt werden. Ein geringer Anteil der Minoritätselektronen ist dennoch im Strom durch den Ferromagneten enthalten. Das Verhältnis zwischen Majoritäts- und Minoritätselektronen, die zum Gesamtstrom beitragen wird durch die Spinpolarisation $P = \frac{|I_{\uparrow} - I_{\downarrow}|}{I_{\uparrow} + I_{\downarrow}}$ ausgedrückt [15]. Für Co und Py beträgt die Polarisation 0.35 und 0.73 [113, 114].

Tritt der spinpolarisierte Strom in die nichtferromagnetische Trennschicht, baut sich in ihr eine sogenannte Spinakkumulation auf, was heißt, dass die Besetzung spinentarteter Zustände des Nichtferromagneten gestört wird, da ein Spin-Subband der Zustandsdichte mit Majoritätselektronen gefüllt und das andere Subband aus Gründen der Ladungserhaltung entleert wird [115, 116]. Es bildet sich eine Nichtgleichgewichtsmagnetisierung im Nichtferromagneten, die sich über die Spindiffusionslänge l_S im Volumen abbaut [117]. Die Spindiffusionslänge beträgt in Cu 500 nm [118] und in Aluminium 600 nm [119]. Au und Pt als große Spin-Bahn-Streuer besitzen Spindiffusionslängen von 60 nm [118] und 10 nm [120] und sind folglich nicht als nichtferromagnetische Trennschicht in einer Pillarstruktur geeignet. In den 3d-Ferromagneten beträgt die Spindiffusionslänge aufgrund der hohen Zustandsdichte des d-Bandes nur einige Nanometer. So wird für Co etwa $l_S = 60$ nm [121] und für Py 5 nm [122] gefunden.

Trifft der Strom letztendlich, wie in Abbildung 2.9 (b) gezeigt, auf die freie ferromagnetische Schicht und existiert ein Winkel zwischen der Polarisationsrichtung und der Magnetisierung, wird die Komponente des Elektronenspins, die senkrecht zur Magnetisierung steht, von dieser absorbiert. Es wirkt ein Drehmoment auf die Magnetisierung bis der Winkel zwischen Polarisationsrichtung und Magnetisierung Null ist, die Magnetisierung der freien Schicht sich also parallel zur Magnetisierung des Polarisators ausgerichtet hat. Kehrt man die Stromrichtung um, wird der Strom durch den Analysator polarisiert (siehe Abbildung 2.9 (c)), tritt durch den Nichtferromagneten und trifft auf den Polarisator (Abbildung 2.9 (d)). Da die Magnetisierung des Polarisators nicht oder nur wenig vom Strom beeinflusst wird, transmittiert die Spinkomponente des Stromes, die parallel zur Magnetisierungsrichtung steht und die antiparallele Komponente wird reflektiert. Dieser reflektierte Strom bewirkt aber wiederum ein Drehmoment auf die Magnetisierung der freien Magnetschicht, die nun antiparallel zum Polarisator gedreht wird. Es sei darauf hingewiesen, dass für den letzteren Fall der Strom zwei Mal die nichtferromagnetische Trennschicht durchquert. Die Betrag

des STT-Effektes wird sich folglich im Allgemeinen für die beiden Stromrichtungen unterscheiden.

Die bisher betrachteten Pillarstrukturen bestehen aus Schichten, bei denen die Magnetisierung im Nullfeld in der Ebene orientiert ist. Für das stromgetriebene Ummagnetisieren muss die Magnetisierung der freien magnetischen Schicht gemäß Gleichung 2.63 (siehe Kapitel 2.5.1.2) durch den STT zur Präzession angeregt werden. Vorausgesetzt, der STT ist größer als die intrinsische Dämpfung, öffnet sich der Präzessionskegel der Magnetisierung bis die Magnetisierung der freien Schicht senkrecht zur Magnetisierung der polarisierenden Schicht steht. Ist der Winkel zwischen den Magnetisierungen von Polarisator und der freien Magnetschicht größer 90° , wirkt der STT dämpfend auf die Magnetisierung und sie richtet sich antiparallel zur Magnetisierung des Polarisators aus. In Abbildung 2.10 ist der Prozess des Umschaltens schematisch gezeigt. Die Spitze der Magnetisierung beschreibt aufgrund der Formanisotropie der Schicht eine elliptische Bahn um das externe Magnetfeld. Während des Ummagnetisierungsprozesses muss die Magnetisierung den energetisch ungünstigen Zustand überwinden, wenn die Magnetisierungskomponente senkrecht zur Schicht groß wird. Dies hat zur Folge, dass die kritischen Stromdichten für diesen Ummagnetisierungsprozess sehr hoch sind ($j \approx 10^{12}$ A/m² [17, 124]). Für eine technische Anwendung werden aber Stromdichten von $10^9 - 10^{10}$ A/m² angestrebt [125]. Eine Möglichkeit, die kritische Stromdichte zu senken, bietet der Einsatz von ferromagnetischen Multilagen mit einer senkrechten uniaxialen Anisotropie [20, 126]. Bei hinreichend großer Anisotropie ist die Magnetisierung im Nullfeld senkrecht zur Schicht orientiert [63]. Beim Ummagnetisierungsprozess präzediert die Magnetisierung in einer Ebene parallel zur Schicht. Im Gegensatz zu einer in der Ebene magnetisierten Schicht, „hilft“ bei den Multilagen das

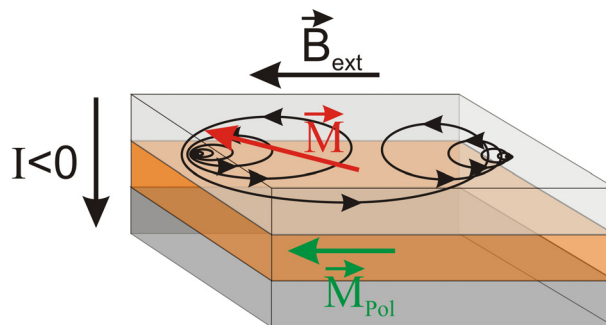


Abbildung 2.10: Schematische Darstellung des stromgetriebenen Ummagnetisierungsprozesses in einer Pillarstruktur, nach [123].

Streifeld bei der Ummagnetisierung und die kritische Stromdichte konnte auf einen Wert von $7 \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$ gesenkt werden [127].

2.5.1.2 Slonczewski-Modell des Spin-Transfer-Torques

Der Momentübertrag eines Elektrons an die Magnetisierung ist der Teil des magnetischen Moments des Elektrons μ_e , der senkrecht auf der Magnetisierung der freien magnetischen Schicht steht und kann ausgedrückt werden als:

$$\Delta\mu_e = P\mu_e \sin\beta = P\frac{\gamma\hbar}{2} \sin\beta. \quad (2.60)$$

P ist die Spinpolarisation und β der Winkel zwischen dem magnetischen Moment des Elektrons und der Magnetisierung. Die Richtung des magnetischen Moments des Elektron entspricht Richtung des Polarisators. Der Momentübertrag an das magnetische Moment im Analysator ist vom eingepprägten Strom I , also von der Menge der in dt eingepprägten Elektronen, abhängig ($dN = Idt/e$). Somit folgt für den Momentübertrag μ_e^{tot} durch alle Elektronen:

$$\Delta\mu_e^{tot} = P\frac{\gamma\hbar}{2} \frac{Idt}{e} \sin\beta \iff \frac{d\mu_e^{tot}}{dt} = P\frac{\gamma\hbar}{2} \frac{I}{e} \sin\beta. \quad (2.61)$$

Im Makrospinmodell verhalten sich alle magnetischen Momente im Ferromagneten wie dessen Magnetisierung. Das magnetische Moment kann somit durch die Magnetisierung der Schicht multipliziert mit deren Volumen ersetzt werden ($\mu = M \cdot V$). Mit Hilfe der Aufsichten in Abbildung 2.9 kann Gleichung 2.61 in die vektorielle Form umgeschrieben werden:

$$\vec{\tau} = \frac{d\vec{M}}{dt} = -\frac{\gamma\hbar}{2e} \frac{PI}{M_S^2 V} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{m}_{Pol}), \quad (2.62)$$

wobei \vec{m}_{Pol} der Richtungsvektor der Magnetisierung des Polarisators ist. Die Magnetisierung der freien magnetischen Schicht \vec{M}_{Analy} wurde hier und wird auch im Folgenden durch \vec{M} ersetzt.

Die Bewegungsgleichung der Magnetisierung der freien Schicht unter Einfluss des STT-Effektes kann wie folgt ausgedrückt werden:

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{M}}{dt} = & -\gamma (\vec{M} \times \vec{B}_{eff}) - \frac{\lambda}{M_S^2} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{B}_{eff}) \\ & - \frac{\gamma a_J(P,\beta)}{M_S} \vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{m}_{Pol}), \end{aligned} \quad (2.63)$$

mit $a_J(P,\beta) = \frac{\hbar}{2e} \frac{g(P,\beta)I}{M_S V}$, wobei a_J die Dimension eines Magnetfeldes hat und mit dem spinpolarisierten Strom I skaliert. Dieser kann auch durch die Stromdichte in der freien magnetischen Schicht $J = I \cdot t/V$ ersetzt werden. Man erkennt, dass der STT-Term eine ähnlich Form wie die Dämpfung in der Landau-Lifshitz-Gleichung hat, nur dass hier das effektive Magnetfeld durch die Magnetisierungsrichtung des Polarisators ersetzt wurde. Bei positivem Strom, wenn die Elektronen vom Polarisator zum Analysator fließen (vergleiche Abbildung 2.9 (a) und (b)), hat der STT-Term das gleiche Vorzeichen wie die intrinsische Dämpfung, die Bewegung der Magnetisierung des Analysators wird folglich in Richtung des Polarisators gedämpft beziehungsweise ausgerichtet. Bei entgegengesetzter Stromrichtung kehrt sich das Vorzeichen des STT-Terms um und die Bewegung der Magnetisierung des Analysators wird entdämpft. Richtet sich die Magnetisierung dann antiparallel zur Magnetisierung des Polarisators aus, wird die Bewegung erneut gedämpft und der STT verschwindet, wenn das Kreuzprodukt von \vec{M} und \vec{m}_{Pol} Null ist.

In Gleichung 2.63 wurde die Spinpolarisation durch die sogenannte STT-Effizienz-Funktion $g(P,\beta)$ ersetzt, da die Polarisation selbst vom Winkel β zwischen der Polarisationsrichtung und der Richtung der Magnetisierung in der freien Schicht abhängt. Bewegen sich die Elektronen vollständig ballistisch durch die Pillarstruktur findet nur Streuung an den Grenzflächen zwischen Ferromagnet und Nichtferromagnet statt. Für diesen Fall wurde in [15] ein Ausdruck für die STT-Effizienz-Funktion gefunden:

$$g(P,\beta) = \left[-4 + (1 + P)^3 \frac{3 + \cos\beta}{4P^{3/2}} \right]^{-1}. \quad (2.64)$$

In Abbildung 2.11 (a) ist die mit Gleichung 2.64 berechnete STT-Effizienz-Funktion als Funktion des Winkels β zwischen der Magnetisierung von Polarisator und Analysator für verschiedenen Spinpolarisationen aufgetragen. Man erkennt, dass $g(P,\beta)$ und somit auch der STT abhängig von der Polarisation stark ansteigt. Zudem ist $g(P,\beta)$ für antiparallele Orientierung der Magnetisierungen deutlich größer als für parallele Orientierung. In Abbildung 2.11 (b) zeigt den mit Gleichung 2.62 und 2.64 berechneten STT, ebenfalls als Funktion des Winkels zwischen den beiden Magnetisierungen. Der Strom wurde hier positiv angenommen. Wird die Polarisation als winkelunabhängig angenommen, ist der STT symmetrisch bezüglich $\beta = 90^\circ$ (rote Kurve in Abbildung 2.11). Durch die Winkelabhängigkeit der Polarisation ist das Maximum des STT bei größeren Winkeln zu finden. Ausgehend von der parallelen Orientierung der Magnetisierungen, wo der STT verschwindet, steigt er verglichen zur antiparallelen Orientierung schwächer an. Wird die Stromrichtung umgekehrt, ändert sich nur das

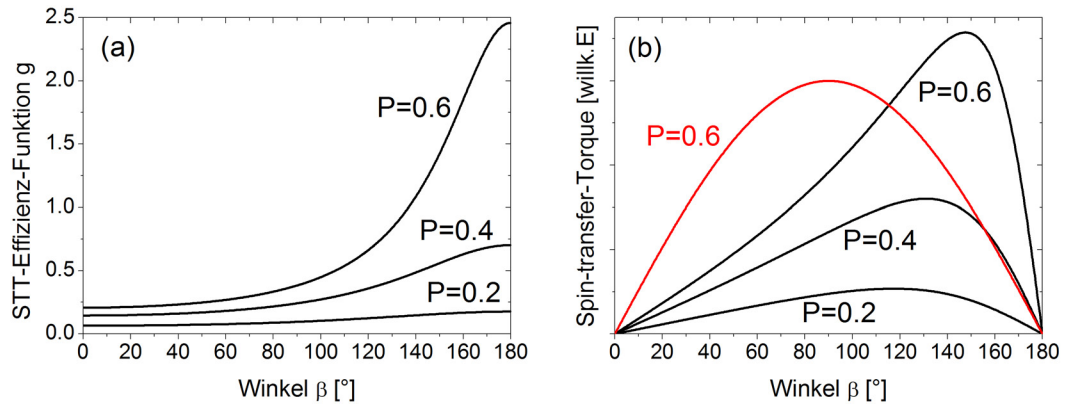


Abbildung 2.11: Berechnete STT-Effizienz-Funktion (a) und STT (b) als Funktion des Winkels β zwischen der Magnetisierung zwischen Polarisator und Analysator und für verschiedene Polarisierungen P . Der Transport der Elektronen wurde hier vollständig ballistisch angenommen, so dass die Elektronen nur an den Grenzflächen zwischen Ferromagnet und Nichtferromagnet gestreut werden. Die rote Kurve entspricht dem STT für den Fall, dass die Polarisation nicht von β abhängt.

Vorzeichen des STT. Man kann somit davon ausgehen, dass die kritische Stromdichte für das stromgetriebene Ummagnetisieren von der parallelen in die antiparallelen Orientierung der Magnetisierungen größer ist als für das Ummagnetisieren ausgehend vom antiparallelen Zustand. Dieses Verhalten wird auch in vielen Experimenten gefunden (siehe zum Beispiel [128, 129]).

In [130] und [131] wird gezeigt, dass neben dem von Slonczewski abgeleiteten Momentübertrag an die Magnetisierung des Analysators (Gleichung 2.62), auch die Spinakkumulation im Analysator durch den eingepprägten spinpolarisierten Strom berücksichtigt werden muss. Diese Spinakkumulation führt zu einem effektiven Magnetfeld, das genauso wie der STT die Magnetisierungsrichtung des Analysators beeinflusst. Das Drehmoment durch die Spinakkumulation hat die gleiche Form wie der Präzessions-term in Gleichung 2.41 und kann wie folgt ausgedrückt werden [130]:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -b \frac{\gamma \hbar}{2e} \frac{PI}{M_s V} \vec{M} \times \vec{m}_{Pol}. \quad (2.65)$$

Dieser Term sorgt für eine Präzession der Magnetisierung des Analysators um die Richtung der Magnetisierung des Polarisators. Der Koeffizient b ist eine Funktion von

(t/λ_J) , wobei t die Schichtdicke des Analysators ist. λ_J ist die Austauschlänge, in der die Polarisierung des Stromes im Ferromagneten stattfindet. In der Literatur wird diese Austauschlänge auch transversale Spindiffusionslänge genannt, da auf dieser Längenskala die transversale Spinkomponente der spinpolarisierten Elektronen absorbiert wird. Für Permalloy ist $\lambda_J = 3.7 \text{ nm}$ [114] und es lässt sich mit [130] die Größenordnung von b bestimmen. Bei einer Schichtdicke von $t = 3.7 \text{ nm}$ ist $b = 0.3$. Für die in dieser Arbeit gewählte Schichtdicke des Analysators von etwa 10 nm folgt nur noch $b = 0.01$. Im Rahmen dieser Arbeit kann somit der Einfluss der Spinakkumulation vernachlässigt werden.

Es sei darauf hingewiesen, dass bisher nur der STT in Pillarstrukturen mit symmetrischen Grenzflächen zwischen Polarisator und nichtferromagnetische Zwischenschicht beziehungsweise Analysator und Nichtferromagnet diskutiert wurde. Sind die Grenzflächen nicht identisch, beispielsweise bei der Verwendung unterschiedlicher Ferromagneten oder bei gleichen Ferromagneten aber mit unterschiedlicher Schichtdicke, kann sich der Einfluss des STT auf das stromgetriebene Ummagnetisierungsverhalten deutlich unterscheiden. Der STT in asymmetrischen Pillarstrukturen kann im Rahmen der Boltzmann-Transporttheorie [117, 132] oder mit einem von Xiao et al. [133] erweiterten Slonczewski-Modell beschrieben werden. Beide Ansätze liefern identische Ergebnisse für die Größe und die Winkelabhängigkeit des STT. Im Experiment kann für asymmetrische Pillarstrukturen unter Umständen ein inverser STT beobachtet werden, bei dem sich die Magnetisierung der freien Schicht bei positivem Strom (vom Polarisator zum Analysator) antiparallel zum Polarisator einstellt und für die entgegengesetzte Stromrichtung folgt die parallele Orientierung [110, 134]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde nur der normale STT beobachtet. Daher soll hier der inverse STT nicht weiter beleuchtet werden und für dessen Ursache sei auf [132, 134–136] verwiesen.

2.5.2 Stromgetriebene Domänenwandverschiebung

Zur Vollständigkeit soll an dieser Stelle auch kurz auf den STT in lateralen ferromagnetischen Geometrien eingegangen werden, in denen es möglich ist Domänenwänden mittels Strom zu verschieben.

Die theoretische Vorhersage, dass man mit einem spinpolarisierten Strom Domänenwände in einem ferromagnetischen Leiter verschieben kann, stammt ursprünglich von Berger [137, 138] und wurde seither durch viele Experimente in metallischen Leitern verschiedenster Geometrien (siehe zum Beispiel [139–141]) bestätigt. In den meisten Experimenten wird Permalloy verwendet, da es aufgrund seiner geringen Magnetisierung und der kleinen Gilbert-Dämpfung bei relativ geringen Stromdichten umzumagnetisieren ist. Die Stromdichten, die hierfür nötig sind, liegen in der Größenordnung von 10^{12} A/m². Es gibt Ideen, die stromgetriebene Domänenwandverschiebung technologisch zur Speicherung von Daten in einem sogenannten Race-Track-Memory einzusetzen, der im Wesentlichen aus einer langen Leiterbahn besteht, in der die Daten durch Erschaffung von Domänen beziehungsweise deren Domänenwände gespeichert werden und mit dem Strom durch die Leiterbahn geschoben werden sollen [142]. Die hohen kritischen Stromdichten machen jedoch die Entwicklung bisher unmöglich. Arbeiten zur stromgetriebene Domänenwandverschiebung in magnetischen Halbleitern zeigen, dass hier die kritischen Stromdichten deutlich reduziert sind. In den Arbeiten von Yamanouchi et al. [143] wurde eine kritische Stromdichte von 10^9 A/m² bei einer Temperatur von 80 K gefunden, was magnetische Halbleiter technologisch interessant erscheinen lässt. Allerdings ist die Domänenwandgeschwindigkeit in diesem System mit etwa 20 m/s [144] fast eine Größenordnung kleiner als in metallischen Systemen [145], was die Datenspeicherung zu langsam machen würde. Zudem ist die geringe Curie-Temperatur ein Hinderungsgrund für die Verwendung ferromagnetischer Halbleiter als Speichermedium.

Eine andere Möglichkeit, die kritische Stromdichte in metallischen System zu reduzieren, ist die Verwendung von Multilagenn mit senkrechter uniaxialer Anisotropie [146, 147]. Aufgrund der Anisotropie ist die Domänenwandbreite deutlich kleiner als bei in der Ebene magnetisierten Systemen [52]. Es sei hier vorweg genommen, dass die Wirkung des STT abhängig von der Domänenwandbreite ist, bei schmalen Domänenwänden somit bei gleichem Strom die Domänenwandgeschwindigkeit höher ist als bei breiten Wänden. Zudem ist das Pinning und somit auch der kritische Strom zum Loslösen der Wand bei schmalen Wänden kleiner. Es ist jedoch darauf hinzuweisen,

dass auch in perfekten Strukturen ohne Pinning-Zentren eine kritische Stromdichte nötig ist, um eine Domänenwand zu bewegen [148].

Es sei nun eine Domänenwand angenommen, die in Abbildung 2.12 schematisch gezeigt ist (in diesem Fall eine Blochwand) und durch einen Strom oder/und durch ein externes Feld bewegt werden soll. Der Strom fließt senkrecht zur Domänenwand in y-Richtung und das externe Feld wird in z-Richtung angelegt. Die Bewegung der Magnetisierung wird durch die Landau-Lifshitz-Gleichung (vergleiche Gleichung 2.41 ausgedrückt, nur dass zwei zusätzliche Terme aufgrund des STT mit berücksichtigt werden müssen [149]:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma \left(\vec{M} \times \vec{B}_{eff} \right) - \frac{\lambda}{M_S^2} \vec{M} \times \left(\vec{M} \times \vec{B}_{eff} \right) - \left(\vec{u} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{M} + \frac{\beta}{M_S} \vec{M} \times \left[\left(\vec{u} \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{M} \right]. \quad (2.66)$$

Die beiden ersten Terme sind der Präzessions- und der Dämpfungsterm der Landau-Lifshitz-Gleichung. Der dritte Term ist der adiabatische Anteil des STT und drückt aus, dass die Spinpolarisation des Stromes der Magnetisierung in der Domänenwand folgt. \vec{u} ist hierbei der Vektor des Stromes, dessen Betrag gegeben ist durch: $u = \frac{\gamma \hbar}{2e} \frac{PJ}{M_S}$, mit der Stromdichte J . Wird der Strom auf die y-Richtung beschränkt, folgt für $(\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{M} = u \cdot \partial M / \partial y$. Der vierte Term in Gleichung 2.66 ist der nicht-adiabatische Term oder auch β -Term des STT und wird durch die Spin-Flip-Streuung der Elektronen in der Domänenwand und deren Larmor-Präzession durch die verdrehte Magnetisierung innerhalb der Wand [150] verursacht. β ist hier der Nicht-Adiabatizitätsparameter. Während der adiabatische und der nicht-adiabatische Term für die stromgetriebene Verschiebung der Domänenwand verantwortlich sind, führt nur der nicht-adiabatische Term zu einem elektrischen Widerstand der Wand [148]. In [149] wurde jedoch gezeigt, dass unter der Annahme rein adiabatischer Prozesse für die Domänenwandverschie-

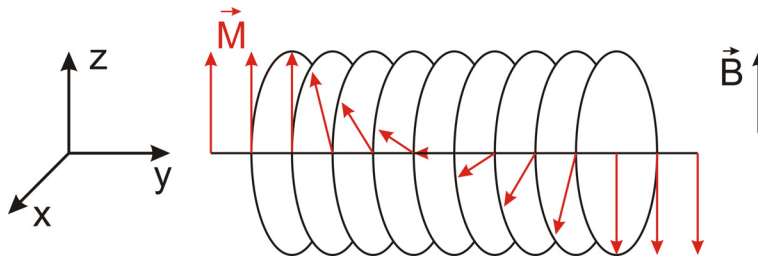


Abbildung 2.12: Schematische Darstellung einer Blochwand und des gewählten Koordinatensystems.

bung, die kritische Stromdichte verglichen mit den experimentell gefundenen Werten viel zu groß ist.

Die Geschwindigkeit der Domänenwand in Anwesenheit eines externen Magnetfeldes und unter Einfluss des Stromes ist gegeben durch [151]:

$$v = \frac{\gamma d}{\alpha} \left[B + (\beta - \alpha) \frac{u}{\gamma d} \right] + u = \frac{\gamma d}{\alpha} \left(B + \frac{\beta u}{\gamma d} \right), \quad (2.67)$$

wobei $d = [A/(K + \mu_0 M_S^2 (N_x - N_z)/2)]^{1/2}$ die Domänenwandbreite mit der Austauschkonstante A und der intrinsischen Anisotropie K ist. N_x und N_z sind die Entmagnetisierungsfaktoren in y - und z -Richtung. Der Term in der Klammer in Gleichung 2.67 wirkt als effektives *lokales* Magnetfeld, das die Domänenwand in Richtung des Stromes verschiebt. Die Geschwindigkeit der Domänenwand ist linear vom externen Feld und der Stromdichte abhängig und in Abbildung 2.13 gezeigt. Es sei darauf hingewiesen, dass Gleichung 2.67 nur für moderate Ströme gilt. Für große Werte von I und B , oberhalb des sogenannten Walker-breakdown ($|B + (\beta - \alpha) \frac{u}{\gamma d}| = \mu_0 M_S |N_y - N_z|$) [151], vermindert sich die Geschwindigkeit der Wand, da die lokale Magnetisierung beginnt zu präzedieren. Wird der Strom weiter gesteigert, nimmt die Geschwindigkeit wieder-

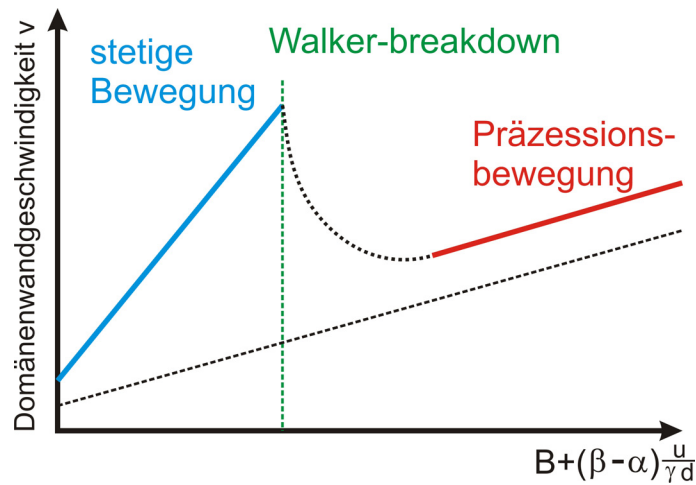


Abbildung 2.13: Schematische Darstellung der Domänenwandgeschwindigkeit als Funktion des Magnetfeldes und des spinpolarisierten Stromes. Oberhalb des Wertes für den Walker-breakdown ist Zunahme der Domänenwandgeschwindigkeit geringer. Entnommen aus [151].

um linear mit dem Strom zu. Die mittlere Geschwindigkeit bei hohen Strömen und Magnetfeldern ist gegeben durch [151]:

$$\bar{v} = \gamma d \frac{\alpha}{1 + \alpha^2} \left(B + \frac{\beta u}{\gamma d} \right) + \frac{u}{1 + \alpha^2}. \quad (2.68)$$

Die Steigerung der Geschwindigkeit als Funktion des Stromes und des Feldes ist oberhalb des Walker-breakdowns jedoch geringer als bei der stetigen Bewegung mit kleinen Strömen und Feldern [151].

3 Experimentelles

3.1 Probenpräparation

3.1.1 Elektronenstrahlithographie

Die in dieser Arbeit untersuchten Pillarstrukturen werden mit Hilfe von hochauflösender Elektronenstrahlithographie (EBL) hergestellt. Die Lithographie bietet die Möglichkeit, Strukturen mit beliebiger Geometrie und Schichtdicken von mehreren 100 nm auf beliebigen Substraten zu prozessieren.

Die grundlegenden Prozessschritte für die EBL sind in Abbildung 3.1 gezeigt. Alle Arbeiten werden unter Reinraumbedingungen durchgeführt, um eine Kontamination der Probe zu vermeiden. Undotiertes Galliumarsenid (GaAs) mit einem spezifischen Widerstand $\rho \geq 10^7 \Omega\text{cm}$ wird in dieser Arbeit als Substrat verwendet, um zum einen elektrostatische Aufladung der Probe während der EBL zu vermeiden und andererseits, um den Stromfluss durch das Substrat nach der Strukturierung zu verhindern. Die Abmessungen der Substrate betragen $4 \text{ mm} \times 4 \text{ mm} \times 0.4 \text{ mm}$. Die Lackschutzschicht auf dem GaAs-Substrat wird in Aceton im Ultraschallbad entfernt. Danach wird ein Tropfen eines auf Elektronen empfindlichen Lackes auf das Substrat aufgebracht und die Probe 30 Sekunden lang bei typischerweise 6000 U/min rotiert, damit sich der Lack gleichmäßig auf dem Substrat verteilt (Abbildung 3.1 (a)). Bei dem Lack der Firma Allresist handelt es sich um Polymethylmethacrylat (PMMA) gelöst in Etyllactat oder Chlorbenzen, der mit verschiedenen Feststoffanteilen und verschiedenen Polymerkettenlängen erhältlich ist. Die Länge der Polymerketten und der Feststoffgehalt bestimmen die Lackschichtdicke und somit dessen Elektronenempfindlichkeit. Das Substrat wird danach für 10 Minuten bei $150 \text{ }^\circ\text{C}$ auf einer Heizplatte getempert, damit das Lösungsmittel vollständig verdampft und man reproduzierbare Lackeigenschaften erhält. Die Lackparameter, wie zum Beispiel Schleudergeschwindigkeit und resultierende Schichtdicke, Temperzeit und -temperatur wurden in verschiedenen Arbeiten ermittelt [152, 153].

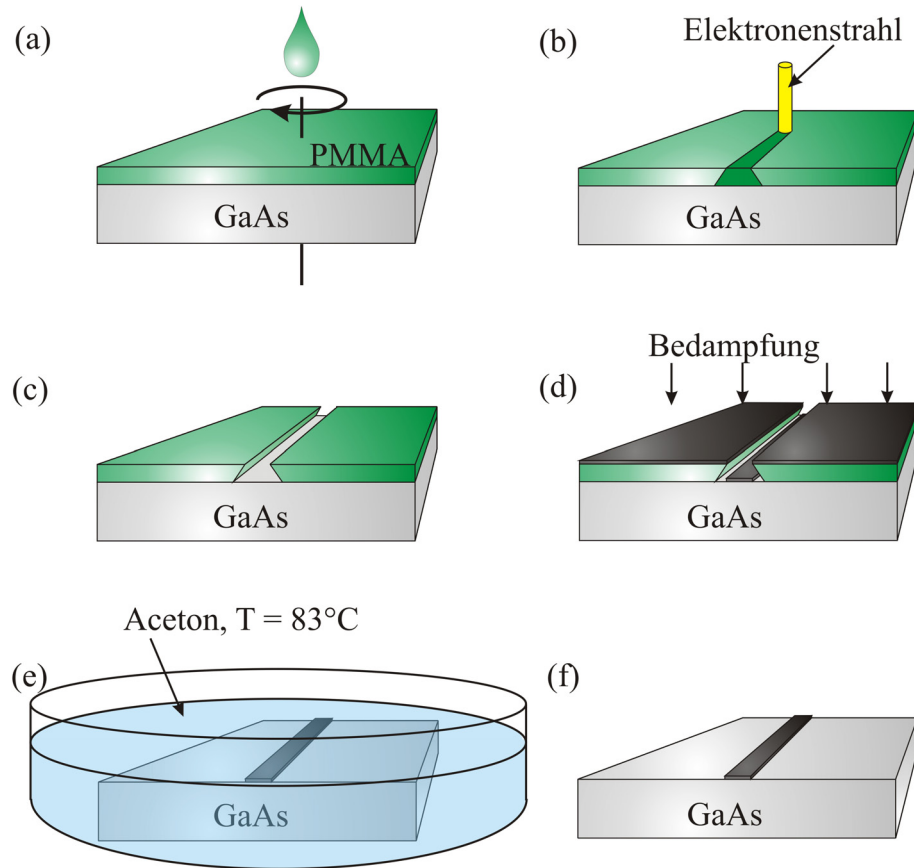


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der Elektronenstrahlolithographie: (a) Aufschleudern des PMMA-Lackes, (b) Belichten des Lackes mit dem Elektronenstrahl, (c) Entwickeln der belichteten Struktur, (d) Bedampfen der Lackmaske, (e) Ablösen der Lackschicht (Lift-off), (f) fertiggestellte Struktur

In einem Rasterelektronenmikroskop (SEM) der Firma Zeiss (Modell LEO 1530) mit angeschlossener Schreibeinheit der Firma RAITH (System: Elphy Plus) wird der Lack durch den Elektronenstrahl (20 kV Beschleunigungsspannung) belichtet (Abbildung 3.1 (b)). Die übliche Elektronendosis ist hier $150 \frac{\mu\text{C}}{\text{cm}^2}$. Im Schreibprogramm wird mit einem vorher erstellten Layout definiert, an welchen Bereichen die Probe und mit welcher Elektronendosis belichtet werden soll. Während des Belichtungsprozesses werden durch Vorwärtstreuung der Elektronen im Lack sowie durch Rückwärtstreuung der Elektronen aus dem Substrat die langen Polymerketten des Lackes aufgespalten,

wodurch der Lack an den belichteten Stellen eine höhere Löslichkeit im anschließenden Entwicklerbad aufweist. Insbesondere die rückgestreuten Elektronen aus dem Substrat führen zu einem unterkehligem Lackprofil [154, 155] (Abbildung 3.1 (c)), dass für die Prozessierung von Strukturen mit glatten Kanten und möglichst rechteckigen Kantenprofil notwendig ist. Der Entwickler des Typs AR600-56 der Firma Allresist ist eine Lösung aus 25% Methylisobutylketon (MIBK) und 75% Isopropanol (IPA). Der Entwicklungsprozess wird nach 30 Sekunden durch den Stopper des Typs AR600-60 unterbrochen. Die entwickelte Probe wird anschließend in eine Ultrahochvakuum- (UHV-) Elektronenstrahlverdampferanlage eingebaut und mit den gewünschten Metallen bedampft (Abbildung 3.1 (d)). Die Aufdampfanlage wurde im Rahmen dieser Arbeit modifiziert und wird in Kapitel 3.1.2 näher beschrieben. Nach dem Bedampfen folgt der sogenannte „Lift-off“, bei dem die Probe in warmes Aceton mit einer Temperatur von 83 °C gelegt wird und sich so der PMMA-Lack auflöst. Dabei löst sich auch die auf dem Lack befindliche Metallschicht ab (Abbildung 3.1 (e)) und auf dem Substrat verbleibt lediglich die gewünschte Metallstruktur an den Positionen, die zuvor mit dem Elektronenstrahl belichtet wurden (Abbildung 3.1 (f)). Für die weitere Prozessierung der Proben, können die einzelnen Prozessschritte der EBL nacheinander beliebig wiederholt werden.

3.1.2 Elektronenstrahlverdampferanlage

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine vorhandene Hochvakuum- (HV-) Elektronenstrahlverdampferanlage umgebaut, um diese unter Ultrahochvakuumbedingungen zu betreiben. Dies war nötig, um die Anforderungen an die Probenpräparation, wie zum Beispiel hochreine Grenzflächen zwischen den hergestellten ferromagnetischen und nichtferromagnetischen Vielfachlagen zu gewährleisten. Die ursprüngliche Anlage wurde im Rahmen einer Dissertation aufgebaut und dort ausführlich beschrieben [156]. In dieser Anlage können ferromagnetische Materialien wie Ni, Co, Fe oder Py und nichtferromagnetische Materialien wie Cu, Ti, Au oder Pt aufgedampft werden. Die verwendeten Aufdampfmaterialien besitzen eine hohe Reinheit von $> 99.99\%$. Die umgebaute Anlage ist schematisch in Abbildung 3.2 im Querschnitt gezeigt. Durch den Umbau der Anlage werden die Proben nun über eine Transferkammer mit einem Basisdruck von $p_B = 2 \cdot 10^{-8}$ mbar in den Rezipienten der Verdampferanlage eingebracht, ohne die Anlage über den Deckel öffnen zu müssen. Der Aufbau ermöglicht zudem das Ausheizen der gesamten Anlage, um die Kontamination durch Wasser zu verhindern und den Enddruck zu verringern. Die vorhandene Öldiffusionspumpe wurde durch eine Turbomolekularpumpe (LeyboldTM Turbovac 1000) mit hoher Saugleistung ersetzt, damit

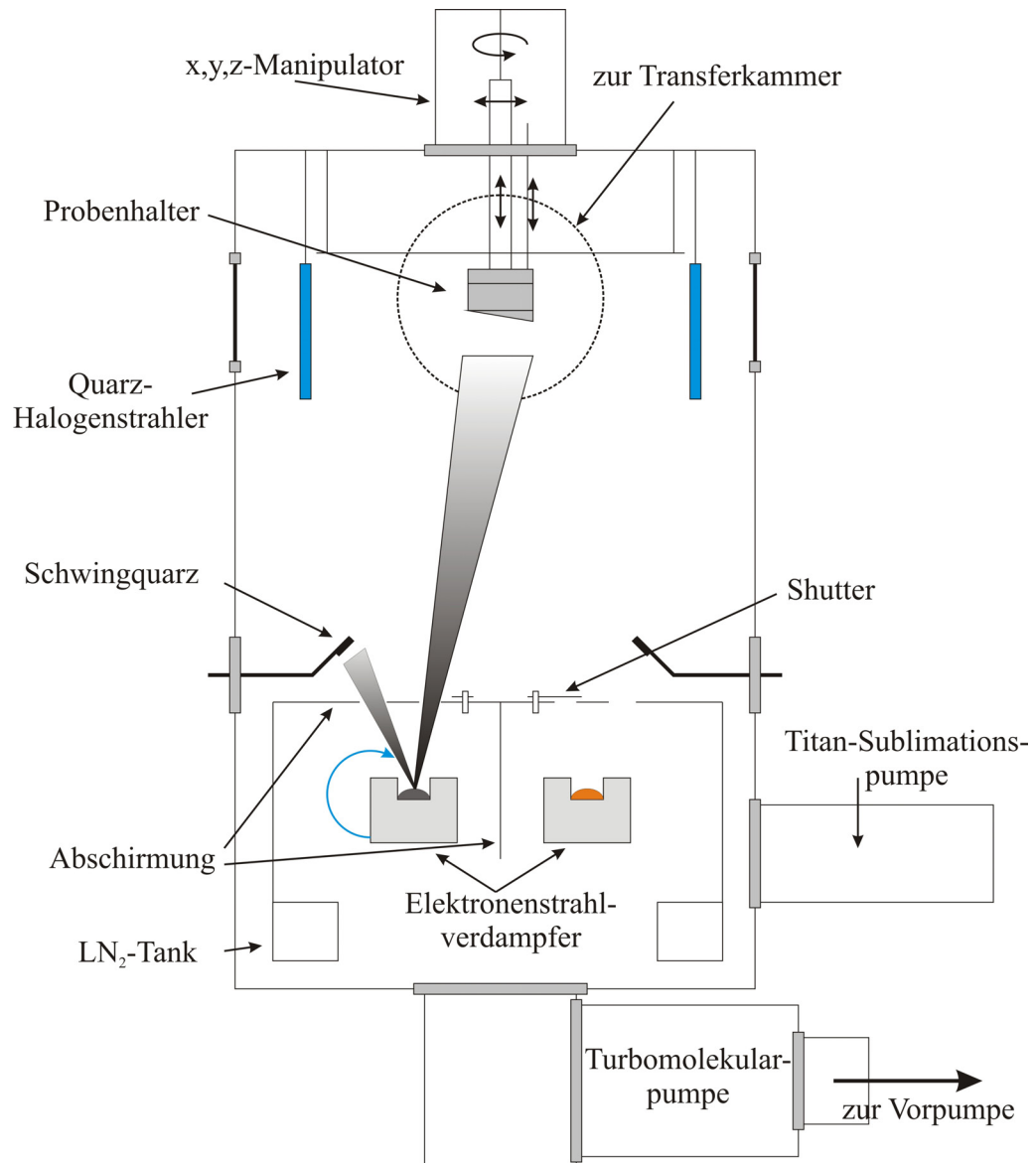


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der UHV-Elektronenstrahlverdampferanlage im Querschnitt

Ölrückstände im Restgas vermieden werden. Um den Druck während des Aufdampfens weiter zu reduzieren, ist im Inneren der Anlage ein ringförmiger Flüssigstickstofftank vorhanden, der vor Beginn des Aufdampfens gefüllt wird. Das Pumpen von leichten

Molekülen wird durch eine Titan-Sublimationspumpe (Fa. Perkin-Elmer) gewährleistet. Mit diesen Umbauten kann nun ein Basisdruck von $p_B = 3 \cdot 10^{-10}$ mbar erreicht werden.

Der Probenhalter wird über die Transferkammer mit Hilfe einer Transferstange an einem x,y,z-Manipulator befestigt. Dadurch kann die Probe in allen Raumrichtungen bewegt und zusätzlich in polarer und azimutaler Richtung gedreht werden. Quarz-Halogenstrahler dienen einerseits zum Ausheizen der Aufdampfanlage, und andererseits kann während des Aufdampfens die Temperatur erhöht werden. Die Aufdampfanlage ist mit zwei getrennten Schiebetiegeln mit jeweils einem Elektronenstrahlverdampfer der Firma Leybold (Modell ESV 4) ausgestattet. Jeder Schiebetiegel bietet Platz für vier verschiedene Aufdampfmaterialien. Dadurch können 8 verschiedene Materialien nacheinander oder 2 Materialien gleichzeitig aufgedampft werden. Die aufgedampfte Schichtdicke und die Aufdampfrate wird durch das gleichzeitige Bedampfen zweier Schwingquarze registriert. Die Kalibrierung der Aufdampfanlage wird regelmäßig durch Schichtdickenmessungen an Referenzschichten mit Hilfe eines Rasterkraftmikroskops (AFM) überprüft und es können Schichten mit einer Genauigkeit von 5% in der Schichtdicke aufgedampft werden. Die üblichen Aufdampfraten sind im Bereich von $0.2 - 0.3 \text{ \AA/s}$.

Au-Schichten mit hoher Schichtdicke, die für elektrische Zuleitungen benötigt werden, werden in einer anderen Hochvakuum-Verdampfanlage mit einem Basisdruck von $p_B = 7 \cdot 10^{-6}$ mbar aufgedampft, bei der das Au thermisch von einer Au-bedeckten Wolframwendel verdampft wird. Die Aufdampfraten sind hier in der Größenordnung von 1 \AA/s .

3.1.3 Reihenschaltung von Pillarstrukturen

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Verfahren entwickelt, mit dem es möglich ist, eine Vielzahl von Pillarstrukturen so elektrisch zu kontaktieren, dass der Strom durch alle Strukturen in gleicher Richtung fließt [157]. Dieses Verfahren ist nötig, um zum einen genug ferromagnetisches Material für die Detektion mit der FMR zur Verfügung zu haben und zum anderen die erforderlichen Stromdichten in den Pillarstrukturen für den Nachweis des Spin-Transfer-Torque-Effektes bereitzustellen. Angenommen das ferromagnetische Signal weist eine Linienbreite von 6 mT auf (zum Beispiel für Py), dann ist für dessen Detektion eine Gesamtzahl von etwa 10^{12} Spins mit jeweils einem magnetischen Moment von $1\mu_B$ nötig [92]. Eine Pillarstruktur mit quadratischer Grundfläche, einer Kantenlänge von $5 \mu\text{m}$ und einer Py-Schichtdicke von 10 nm besitzt

$2 \cdot 10^{10}$ Spins (mit einer Gitterkonstante von $a = 3.55 \text{ \AA}$ [158]). Folglich sind mindestens 100 Pillarstrukturen für die Detektion nötig. Werden alle Strukturen parallel mit einem unteren und einem oberen Kontakt verbunden und prägt man in die gesamte Probe einen Strom von maximal 100 mA ein, ist die Stromdichte in einer Pillarstruktur zu gering, um einen Einfluss des STT mit der FMR nachweisen zu können. Mit einer Reihenschaltung der Pillarstrukturen kann eine Stromdichte von $4 \cdot 10^9 \frac{\text{A}}{\text{m}^2}$ erreicht werden. Wird die Größe der Pillarstrukturen auf $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ reduziert, kann die Stromdichte sogar auf $10^{11} \frac{\text{A}}{\text{m}^2}$ erhöht werden.

Die für die Reihenschaltung von Pillarstrukturen nötigen Prozessschritte sind in Abbildung 3.3 gezeigt. In zwei ersten EBL-Schritten werden zunächst untere Au-Kontakte

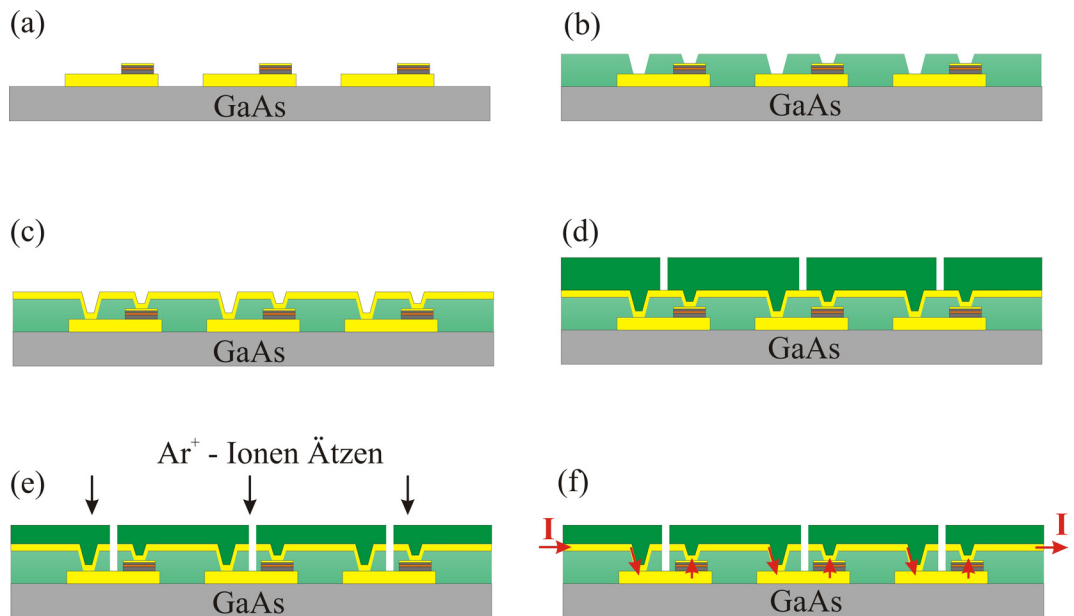


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der Prozessschritte für die Reihenschaltung von Pillarstrukturen. Zuvor hergestellte untere Au-Kontakte und Pillarstrukturen (a) werden erneut belackt und belichtet (b), um danach die Probe mit einem oberen Au-Kontakt zu versehen (c). Die Probe wird dann erneut belackt und an den Stellen belichtet, an denen der obere Kontakt entfernt werden soll (d). In einem Ar^+ -Ionen Ätzprozess wird der obere Kontakt an den gewünschten Stellen durchtrennt (e), so dass der Strom, wie durch die roten Pfeile gezeigt, durch alle Strukturen in gleicher Richtung fließt (f).

auf das Substrat aufgebracht, dann die Probe erneut belackt und die Pillarstrukturen auf die unteren Au-Kontakte aufgebracht (Abbildung 3.3 (a)). Justiermarken werden im ersten EBL-Schritt ebenfalls hergestellt, um die Probe in den weiteren Prozessschritten mit einer Genauigkeit von 50 nm positionieren zu können. Diese Justiermarken dürfen jedoch im zweiten EBL-Schritt nicht belichtet werden, da sonst auch auf ihnen magnetisches Material abgeschieden wird [153, 159]. Dieses würde während der FMR-Messung neben dem Signal der Pillarstrukturen ein zusätzliches Signal verursachen, was die Analyse des zu untersuchenden Signals unmöglich machen würde. Die Belichtung der Marken wird verhindert, wenn sie mit einem sehr geringen Strom (< 20 pA) und einer sehr geringen Dosis ($0.5 \frac{\mu\text{C}}{\text{cm}^2}$) mit dem Elektronenstrahl eingelesen werden.

Die Probe wird danach erneut belackt und der Lack an der Pillarposition und neben dem Pillar, direkt über den unteren Au-Kontakt belichtet (Abbildung 3.3 (b)). Wie in Kapitel 3.1.1 beschrieben, wird sich bei der Belichtung und folgendem Entwicklungsprozess ein unterkehliges Lackprofil ausbilden. Für die Reihenschaltung ist das unterkehliges Lackprofil jedoch zu vermeiden, da sonst im folgendem Bedampfungsprozess das Au auf der Lackoberfläche möglicherweise keinen Kontakt mit der Pillarstruktur besitzt. Durch eine Doppelbelichtung kann das unterkehliges Lackprofil verhindert werden. Hierzu wird der Lack einmal mit der üblichen Dosis von $150 \frac{\mu\text{C}}{\text{cm}^2}$ belichtet und direkt im Anschluss auf einer größeren Fläche mit einer geringeren Dosis von $40 \frac{\mu\text{C}}{\text{cm}^2}$ erneut bestrahlt. Im Lack bildet sich dann ein inverses unterkehliges Profil aus, das in Abbildung 3.3 (b) gezeigt ist. Die Probe wird nach dem Entwickeln durch eine Maske mit Au bedampft, um einen streifenförmigen oberen Kontakt zu erhalten, unter dem zunächst alle Pillarstrukturen seriell verbunden sind (Abbildung 3.3 (c)). Ohne Lift-off-Prozess wird die Probe erneut belackt und der Lack, wie in Abbildung 3.3 (d) gezeigt, an den Stellen belichtet, an denen der obere Au-Kontakt entfernt werden soll. Nach dem Entwicklungsprozess wird die Probe in eine weitere Hochvakuumkammer eingebaut, in der die obere Au-Schicht, die nicht vom Lack bedeckt ist, durch einen Ar^+ -Ionen Ätzprozess entfernt wird. Diese Kammer wurde im Rahmen einer Dissertation [160] aufgebaut und besitzt ein Basisvakuum von $p_B = 5 \cdot 10^{-8}$ mbar. In die Kammer wird Argon bis zu einem Partialdruck von $p_{\text{Ar}} = 1.0 \cdot 10^{-5}$ mbar eingelassen, ionisiert und die Argonionen auf die Probe beschleunigt, wo sie sowohl die Au-Schicht als auch die Lackschicht abtragen (Abbildung 3.3 (e)). Da die Lackschicht wesentlich dicker als die Au-Schicht ist, kann bei rechtzeitigem Stoppen des Ätzens erreicht werden, dass nur die unbedeckte Au-Schicht abgetragen wird. Schließlich werden an die Probe mit Leitsilber makroskopische Cu-Drähte geklebt. Wird an die Probe nun eine Spannung angelegt, fließt der Strom, wie in Abbildung 3.3 (f) gezeigt, durch alle

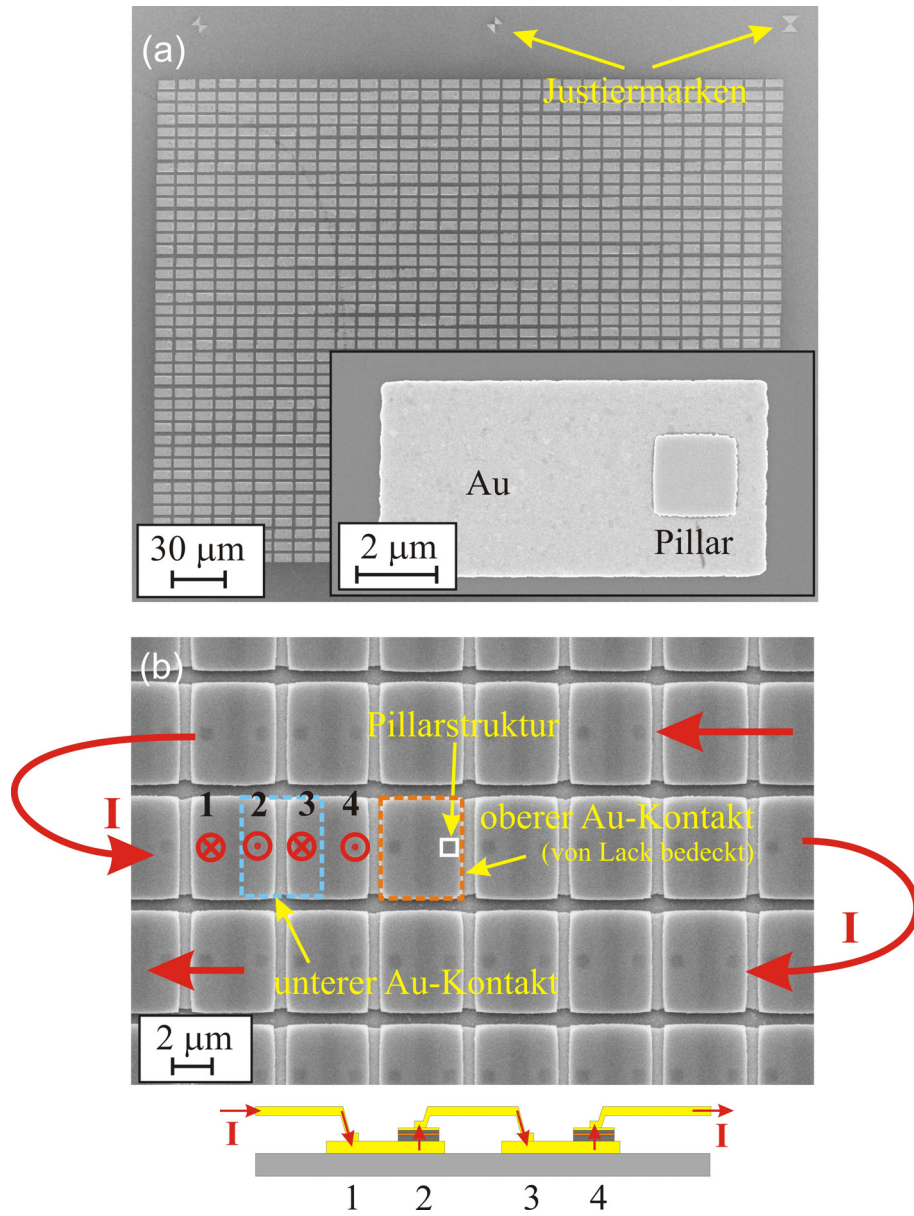


Abbildung 3.4: SEM-Aufnahme einer Reihenschaltung von Pillarstrukturen nach dem zweiten EBL-Schritt (a) und von einer fertigen Probe (b). Auch der Querschnitt der Probe ist schematisch dargestellt.

Pillarstrukturen und die Stromrichtung in jeder Struktur ist identisch. Dies ist entscheidend, da sich bei entgegengesetztem Stromfluss in benachbarten Pillarstrukturen entgegengesetzte Effekte durch den STT überlagern.

Abbildung 3.4 (a) zeigt eine SEM-Aufnahme einer Probe mit einem Feld von unteren Kontakten und mit Pillarstrukturen darauf nach dem zweiten EBL-Schritt. Am oberen Rand des Bildes sind zusätzlich die Justiermarken zu erkennen. Man beachte, dass die Marken nicht mit magnetischen Material bedeckt sind. Im Inset ist ein einzelner unterer Kontakt mit einer Pillarstruktur vergrößert dargestellt. In Abbildung 3.4 (b) ist eine Probe nach dem letzten EBL-Schritt gezeigt. Auch durch den dicken PMMA-Lack über den oberen Kontakten (orange markiert), sind die Pillarstrukturen (weißes Quadrat) beziehungsweise die Kontaktierung von oben zu erkennen. Der Strom fließt wie gekennzeichnet, abwechselnd durch den oberen und unteren Au-Kontakt (blau markiert). Die Ziffern 1-4 zeigen hier schematisch die Positionen, an denen die Elektronen vom oberen in den unteren Kontakt fließen (1 und 3) und durch die Pillarstrukturen zurück in den oberen Kontakt gelangen (2 und 4). Die schematische Darstellung des Probenquerschnittes verdeutlicht zudem den Stromfluss. In der Schichtebene fließt der Strom mäanderförmig durch das gesamte Feld der Strukturen. In dieser Arbeit wurden Pillarstrukturgrößen zwischen $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ und $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ hergestellt. Um ein hinreichend großes Signal für die FMR zu erhalten, sind abhängig von der Pillargröße zwischen 100 und 5000 Strukturen nötig, die alle in Reihe miteinander verbunden sind.

In Abbildung 3.5 (a) ist eine lichtmikroskopische Aufnahme einer fertiggestellten Probe gezeigt. Man erkennt die violette PMMA-Lackschicht und den oberen Au-Kontakt. Auch die Bereiche an denen der obere Kontakt durch das Ar^+ -Ionen-Ätzen durchtrennt wurde sind zu erkennen. Der dunkle Bereich des Lackes zeigt den Bereich der Blende, die für das Ätzen verwendet wird. Für die weitere Kontaktierung mit Cu-Drähten muss die obere Lackschicht über der Au-Zuleitung entfernt werden. Hierzu wird der Lack vorsichtig mit einem stumpfen Gegenstand entfernt, ohne dabei die Au-Zuleitung zu zerstören. Danach wird die Probe auf einen eigens angefertigten Plexiglasprobenhalter geklebt und Cu-Drähte mit einem Durchmesser von $150 \mu\text{m}$ mit Leitsilber an der Probe befestigt, wie es in Abbildung 3.5 (b) gezeigt ist. Der Plexiglasstab besitzt einen Durchmesser von 4 mm und ist am Ende auf eine Dicke von 1.6 mm abgeflacht, damit die Oberseite der Probe (Dicke 0.4 mm) auf der Stabachse liegt. Dadurch kann die Probe für die FMR-Messung absolut mittig im Mikrowellenresonator positioniert werden. Zusätzlich ist der Plexiglasstab geschlitzt, damit die Cu-Drähte ebenfalls mittig entlang des Stabes verlaufen. Damit werden Wechselwirkungen mit dem elektrischen Wechselfeld der Mikrowelle innerhalb des Resonators vermieden. Auf

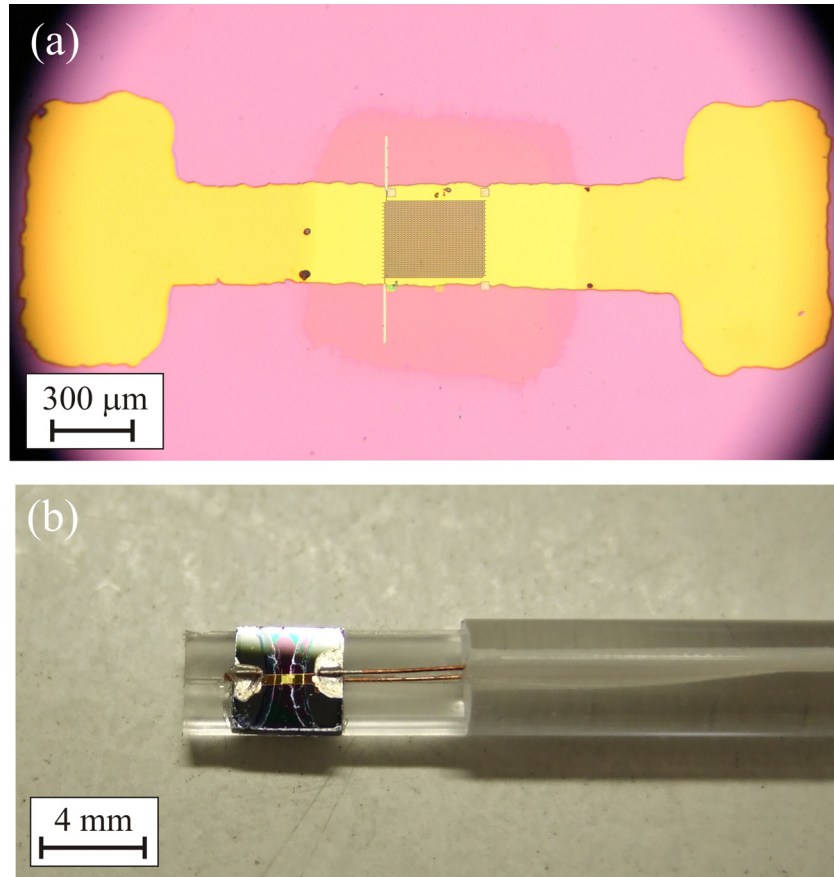


Abbildung 3.5: Lichtmikroskopische Aufnahme einer fertigen Reihenschaltung von Pillarstrukturen (a) und Foto von einer Probe, nachdem sie auf den Plexiglasprobenhalter geklebt und mit Drähten versehen wurde (b).

den gesamten Versuchsaufbau bei der FMR-Messung wird in Kapitel 3.3.1 genauer eingegangen.

Für Magnetowiderstandsmessungen wird die Probe mit Leitsilber auf einen 16-poligen IC-Chipcarrier geklebt. Üblicherweise werden die Au-Zuleitungen und die vergoldeten Kontaktflächen des Chipcarriers mit einem Ultraschall-Draht-Bonder [161] verbunden. Durch den PMMA-Lack unter dem Au-Kontakt ist das Bonden hier nicht möglich. Ein Stück Cu-Draht, der an beide Kontakte geklebt wird, sorgt für den elektrischen Kontakt zwischen Probe und Chipcarrier.

3.2 Strukturelle Charakterisierung

Für die Untersuchung der Morphologie der Pillarstrukturen, deren Qualität und der lateralen Größe wird das SEM genutzt, welches in Kapitel 3.1.1 vorgestellt wurde und ausführlich in [153] beschrieben ist. Die Untersuchungen werden mit einer Beschleunigungsspannung von 10 kV durchgeführt und erlauben ein Auflösungsvermögen von 2 nm. Somit können Aussagen über Kristallitgröße und Kantenbeschaffenheit der Pillarstrukturen gemacht werden. Es ist zudem möglich, Informationen über die vertikale Struktur der Proben zu erhalten, wenn die Probe nach der Prozessierung gespalten wird und man die Spaltkante mit dem SEM betrachtet. Die einzelnen Lagen der Pillarstruktur können aufgrund der begrenzten Auflösung des Mikroskops nicht aufgelöst werden. Es ist jedoch möglich, die gesamte Pillarstruktur im Querschnitt zu betrachten. Auch Querschnittsprofile des verwendeten PMMA-Lackes können mit dem SEM untersucht werden.

Eine sogenannte Querschnittspräparation bietet die Möglichkeit, auch die einzelnen Lagen innerhalb einer Pillarstruktur darzustellen. Hierbei wird zunächst die zu untersuchende Schicht auf einem Substrat gewachsen. Die Schicht wird danach in eine FIB- (**F**ocused **I**on **B**eam, fokussierte Ionenstrahl Quelle) Apparatur eingebaut und mit einer Pt/C-Schicht abgedeckt. Diese Schicht schützt die zu untersuchende Schicht,

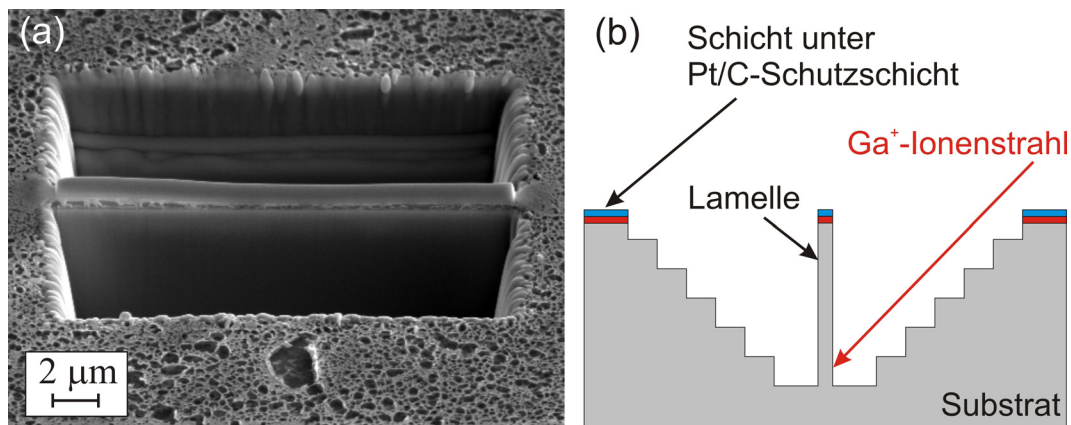


Abbildung 3.6: SEM-Abbildung einer mit der FIB herausgeschnittenen Lamelle für die Querschnittsuntersuchung einer Schicht (a). (b) zeigt die Lamelle schematisch im Querschnitt. Mit dem Ga⁺-Ionenstrahl wird die Lamelle vom Substrat getrennt.

wenn nun mit einem Ga^+ -Ionenstrahl Vertiefungen in die Oberfläche der Schicht geätzt werden. Diese Vertiefungen sind in Abbildung 3.6 (a) in einer SEM-Aufnahme gezeigt. Durch das Ätzen der Vertiefungen erhält man eine dünne Lamelle der Probe, an deren Oberseite die sich zu untersuchende Schicht befindet. Die Dicke der Lamelle wird dann mit dem Ionenstrahl auf etwa 100 nm weiter reduziert. Schließlich wird die Lamelle mit Pt/C an einen Manipulator geschweißt und vom Substrat gelöst (Abbildung 3.6 (b)). Die Lamelle wird schließlich an einem Probenhalter befestigt und im Transmissionselektronenmikroskop (Modell TecnaiF20 ST) betrachtet. Die Beschleunigungsspannung im TEM beträgt 200 kV und es besitzt ein Auflösungsvermögen besser 0.24 nm.

Die kristalline Struktur, die Kristallitgröße und die Materialzusammensetzung von Py wurde mit einem Transmissionselektronenmikroskop (Modell Phillips CM12) bei einer Beschleunigungsspannung von 120 kV bestimmt. Die Schichten werden hierzu direkt auf ein mit Kohlenstoff bedecktes TEM-Grid aufgedampft. Das Mikroskop ist mit einer LaB_6 -Kathode ausgestattet und besitzt ein Auflösungsvermögen von etwa 0.4 nm. Anhand von Beugungsbildern wird die Gitterkonstante und die Kristallstruktur bestimmt. Die Kristallgröße wird mit Hilfe hochauflösender Hellfeldaufnahmen bestimmt. Das Gerät ist zusätzlich mit einem Detektor für energiedispersive Röntgenspektroskopie (EDX) ausgestattet, mit dem die chemische Zusammensetzung von Py bestimmt wird.

Ein Rasterkraftmikroskop der Firma Digital Instruments (Modell DimensionTM 3000) wird benutzt, um die Rauigkeit und die Schichtdicke der Proben zu bestimmen. Das Mikroskop wird hierzu im TappingTM-Modus betrieben, wobei die pyramidale Silizium-Spitze etwa 15 nm an die Probe heran gefahren wird. Die Spitze besitzt einen Krümmungsradius von etwa 30 nm und ist an einem Biegebalken gefestigt, der über einen piezoelektrischen Kristall zum Schwingen angeregt wird. Die typische Eigenschwingungsfrequenz beträgt 65 kHz. Die Spitze wird zeilenweise über die Probe geführt, berührt diese periodisch und ein Laserstrahl, der vom Biegebalken reflektiert wird, trifft auf einen Vier-Quadranten-Photodetektor. Wird die Spitze in einem konstanten Abstand zur Oberfläche der Probe bewegt, wird über die Höhenänderung der Spitze die Topographie der Probe dargestellt. Der maximale laterale Rasterbereich beträgt $90 \times 90 \mu\text{m}^2$. Wird die Silizium-Spitze durch eine Spitze ersetzt, die mit einer ferromagnetischen Co/Cr-Schicht bedeckt ist [162], kann die z-Komponente des magnetischen Streufeldes einer ferromagnetischen Probe abgebildet werden. Das Mikroskop arbeitet dann als Magnetkraftmikroskop (MFM). Für ein MFM-Bild wird die Spitze nach einem ersten Abtasten im AFM-Modus, in einer zweiten Abtastung bei einem

Abstand von etwa 100 nm über die Probe geführt. Aus der Phasenverschiebung zwischen Eigenfrequenz der Spitze und der Anregerfrequenz lässt sich die attraktive oder repulsive Wechselwirkung zwischen Probe und Spitze als heller oder dunkler Kontrast im Bild darstellen.

3.3 Magnetische Charakterisierung

Die magnetischen Eigenschaften, wie magnetokristalline Anisotropie oder die Magnetisierung können an Filmen durch das größere magnetische Moment mit höherer Genauigkeit bestimmt werden als bei strukturierten Proben. Die Untersuchungen haben gezeigt, dass sich die magnetischen Eigenschaften der Proben durch die Strukturierung nur wenig ändern. Daher wird die magnetische Charakterisierung im Wesentlichen an Referenzschichten durchgeführt.

SQUID-Magnetometrie wird für die Untersuchung der Magnetisierung als Funktion des externen Magnetfeldes und als Funktion der Temperatur benutzt. Das SQUID-Magnetometer der Firma Quantum Design (Modell MPMS XL 5) erlaubt die Messung des magnetischen Moments der Probe bei Temperaturen zwischen 5 und 400 K. Durch einen supraleitenden Magneten können am Ort der Probe Magnetfelder bis 5 T mit einer Präzision von ± 0.1 mT erzeugt werden. Das magnetische Moment der Probe kann im SQUID mit einer Genauigkeit von etwa 10^{-10} Am² (10^{-7} emu) bestimmt werden. Für die Messung wird die Probe in einem Strohhalm mit einem Durchmesser von 5 mm befestigt. Der Strohhalm wird dann im SQUID positioniert und die Probe periodisch ($f = 0.5$ Hz) durch die sogenannten Pick-up-Spulen geführt. In den Spulen wird durch das magnetische Feld der Probe ein Strom induziert, der über eine angekoppelte Übergeber-Spule das Signal an eine stromdurchflossene supraleitende Ringspule mit zwei Josephson-Kontakten übergibt. Die Änderungen des Suprastromes aufgrund des sie durchdringenden magnetischen Flusses wird detektiert.

Neben dem ferromagnetischen Moment der Probe wird zusätzlich das magnetische Signal des Substrates und des Strohhalms gemessen. Bei hohen Magnetfeldern, wenn die ferromagnetische Probe gesättigt ist, kann der diamagnetische Zusatzbeitrag über die lineare Steigung der M(B)-Kurve bestimmt und von der Messung abgezogen werden.

Das Ummagnetisierungsverhalten von senkrecht magnetisierten [Co/Ni]- und [Co/Pt]-Multilagen bei Zimmertemperatur wird mit Hilfe des magneto-optischen Kerr-Effektes untersucht. Die MOKE-Apparatur erlaubt die Messung des Kerr-Winkels in polarer Geometrie als Funktion des angelegten Magnetfeldes. Der gemessene Kerr-Winkel ist dabei proportional zur Änderung der Magnetisierungsrichtung. Durch ein bipolares Netzteil der Firma Bruker (Modell B-MN $\pm 120/125$) kann ein magnetisches Feld bis zu ± 2 T senkrecht zur Probenoberfläche angelegt werden. Die MOKE-Apparatur und deren Funktionsweise ist ausführlich in [163] beschrieben. Auch für die

Untersuchung des Magnetisierungsverhaltens von Co/Cu/Py-Dreifachlagenschichten in polarer Geometrie wird diese Apparatur benutzt.

3.3.1 Ferromagnetische Resonanz

Die FMR wird neben der Untersuchung des STT für die magnetische Charakterisierung der Proben in Bezug auf ihre magnetischen Parameter eingesetzt. Sie ist daher die grundlegende Messmethode in dieser Arbeit. Es wurden hierbei drei verschiedene FMR-Apparaturen benutzt, die sich jedoch nur geringfügig voneinander unterscheiden. Daher wird in diesem Kapitel nur auf das grundlegende Funktionsprinzip der FMR eingegangen.

Abbildung 3.7 zeigt schematisch den Messaufbau für die FMR. Die Mikrowellen mit einer maximalen Leistung von 200 mW und einer einstellbaren Frequenz zwischen

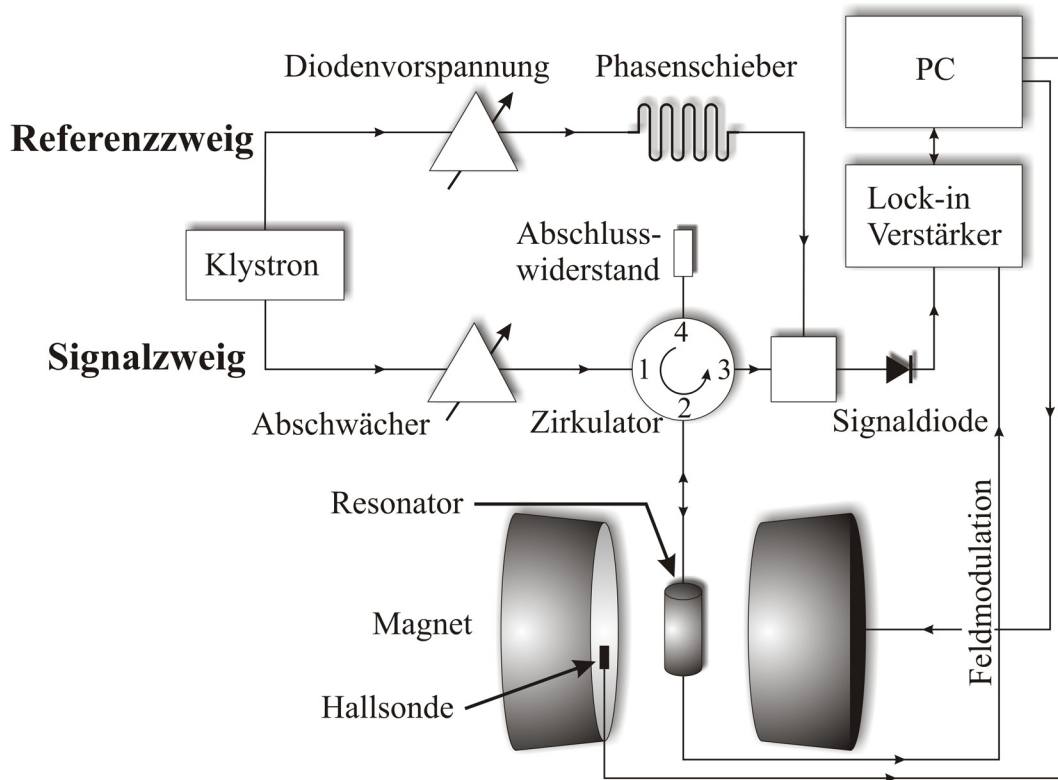


Abbildung 3.7: Schematischer Aufbau einer FMR-Apparatur

8.8 GHz und 9.6 GHz werden in einem Klystron erzeugt, das sich in einer Mikrowellenbrücke der Firma Varian (Modell E102) befindet. Für eine genaue Beschreibung der Mikrowellenbrücke sei auf [164] verwiesen. Die Mikrowelle wird danach in einen Signal- und einen Referenzweig aufgespalten, wobei durch einen Abschwächer im Signalzweig die Mikrowellenleistung beliebig zwischen 0 und 200 mW eingestellt werden kann. Die Mikrowelle wird dann über einen Zirkulator (ebenfalls in der Mikrowellenbrücke enthalten) und über Hohlleiter mit rechteckigen Querschnitt in den Mikrowellenresonator eingekoppelt. Abhängig von den verwendeten Frequenzen und dem Messaufbau stehen verschiedene Hohlraumresonatoren zur Verfügung. Durch die Veränderung der Öffnung für die Mikrowelleneinkopplung am Resonator und durch Variation der Mikrowellenfrequenz kann erreicht werden, dass keine Leistung aus dem Resonator reflektiert wird. Die Mikrowelle bildet dann eine stehende Welle im Resonator aus und es wird mit maximaler Sensitivität gearbeitet. Jede Änderung des Wellenfeldes im Resonator, zum Beispiel durch die Absorption von Mikrowellenleistung einer Probe in Resonanz, bewirkt dass ein Teil der Mikrowellenstrahlung vom Resonator reflektiert wird und über einen Zirkulator auf eine Signaldiode trifft. Der Abschlusswiderstand am Zirkulator verhindert eine mögliche Reflexion von Mikrowellenleistung in Richtung des Klystrons. Prinzipiell kann mit diesem Aufbau ferromagnetische Resonanz gemessen werden. Um die Empfindlichkeit noch weiter zu steigern, wird der Referenzweig benutzt. Mit ihm wird eine Vorspannung an die Signaldiode angelegt, damit diese mit höherer Empfindlichkeit arbeitet. Die Größe der Vorspannung und deren Phasenlage bezüglich des Signalzweiges wird an der Mikrowellenbrücke eingestellt. Eine automatische Frequenzkontrolle (AFC) (nicht in Abbildung 3.7 eingezeichnet) wird benutzt, um die Frequenzverschiebung während der Resonanz abzufangen.

Die Spannung der Signaldiode wird in einen Lock-in-Verstärker der Firma Stanford Research Systems (Modell SR830) geleitet. Das Referenzsignal für den Lock-in-Verstärker wird von einem Bruker-ESR-Spektrometer (nicht in Abbildung 3.7 eingezeichnet) erzeugt, welches im verwendeten Messaufbau nur für die Magnetfeldsteuerung und für die Feldmodulation verwendet wird. Das Spektrometer gibt neben dem Referenzsignal eine Spannung auf Spulen im Resonator, die für eine Feldmodulation sorgen. Typischerweise wird das externe Feld mit einer Frequenz von 100 kHz und eine Amplitude von bis zu 3 mT moduliert. Die Modulationsamplitude muss der Linienbreite des FMR-Signals angepasst werden, da bei einer Modulation von $\frac{B_{Modulation}}{\Delta B_{Linienbreite}} = 10\%$ die FMR-Linie um 1% ihrer ursprünglichen Breite ohne Modulation verbreitert und bei $\frac{B_{Modulation}}{\Delta B_{Linienbreite}} = 50\%$ schon um 23% verbreitert wird [165].

Das externe Magnetfeld von bis zu 1.35 T wird mit einem Magneten der Firma Bruker (Modell B-MN 120/125) erzeugt. Die Geschwindigkeit, mit der das Magnetfeld verändert wird und die Rate, mit der der Lock-in-Verstärker ausgelesen wird, bestimmen die Anzahl der Messpunkte und den Punktabstand für eine Messung. Wird eine Messung von 0 T bis 0.5 T in 500 s durchgeführt und der Lock-in-Verstärker alle 0.1 s ausgelesen, enthält die Messung 5000 Messpunkte und der Abstand zwischen zwei Magnetfeldwerten ist dann 0.1 mT. Für die typischen Linienbreiten ferromagnetischer Proben von einigen mT, genügt ein Punktabstand von 0.1 mT. Werden höhere Magnetfelder für die FMR-Messung benötigt, steht eine weitere FMR-Apparatur der Firma Bruker (Modell Elexsys) zur Verfügung, mit der ein maximales Feld von 2.17 T erreicht werden kann.

Abbildung 3.8 zeigt die Feldverteilung für das magnetische (blaue Linie) und elektrische Feld (rote Linie) im zylinderförmigen Resonator (Firma Bruker) und im Rechteckresonator.

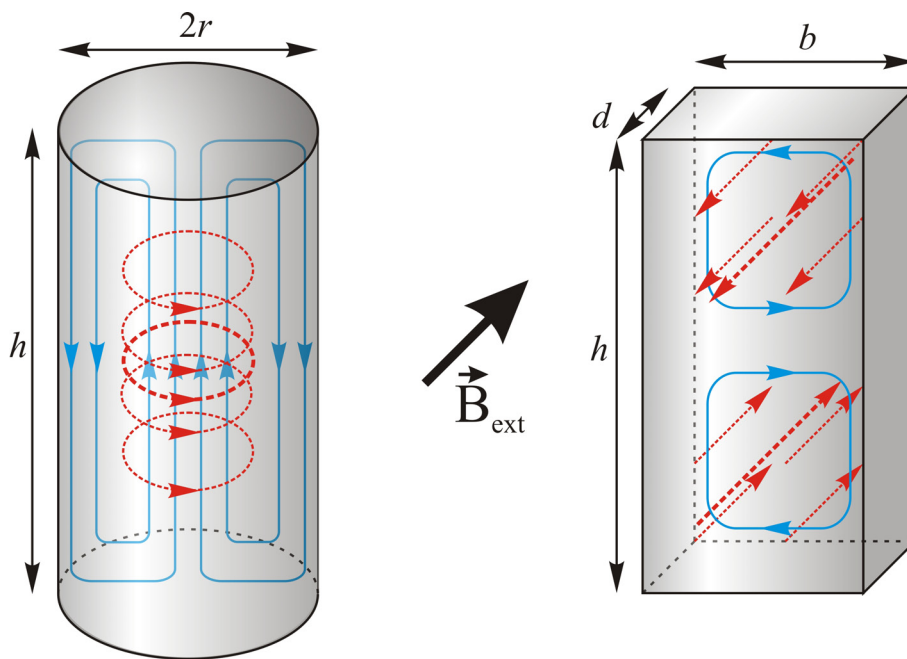


Abbildung 3.8: Schematische Darstellung des magnetischen Feldes (blaue durchgezogene Linie) und des elektrischen Feldes (rote gestrichelte Linie) für die TE_{011} -Mode des Zylinderresonators und die TE_{102} -Mode des Rechteckresonators

eckresonator (Firma Varian), die beide in dieser Arbeit verwendet wurden. Das elektrische Feld ist bei beiden Resonatoren senkrecht zur langen Resonatorachse orientiert und es bilden sich transversal-elektrische Moden (TE-Moden) im Resonator aus. Die Eigenfrequenzen der Resonatoren lassen sich nach [92] berechnen:

$$\text{für den Zylinderresonator : } f_{mnp}^{TE} = \frac{c}{2} \sqrt{\left[\left(\frac{a'_{mn}}{\pi r} \right)^2 + \left(\frac{p}{h} \right)^2 \right]}, \quad (3.1)$$

$$\text{für den Rechteckresonator : } f_{mnp}^{TE} = \frac{c}{2} \sqrt{\left[\left(\frac{m}{b} \right)^2 + \left(\frac{n}{d} \right)^2 + \left(\frac{p}{h} \right)^2 \right]}. \quad (3.2)$$

r und h , beziehungsweise b , d und h sind hierbei die Abmessungen der Resonatoren (vergleiche Abbildung 3.8) und a'_{mn} ist die n -te Nullstelle der ersten Ableitung der Bessel-Funktion 1. Art J_m . m , n und p sind für den Zylinderresonator die Anzahl der Knotenflächen des magnetischen Feldes in azimuthaler, radialer und axialer Richtung und für den Rechteckresonator die Anzahl der Knotenflächen entlang der Resonatorachsen. Die Probe wird mittig im Resonator positioniert, wo das magnetische Feld der Mikrowelle maximal und das elektrische Feld Null ist. Das externe Magnetfeld B_{ext} steht senkrecht zum hochfrequenten Magnetfeld der Mikrowelle.

Für die Untersuchung des STT-Effektes wird überwiegend der Zylinderresonator benutzt. Wie Abbildung 3.8 zeigt, ist in ihm das elektrische Feld entlang der Zylinderachse minimal. Daher ist bei der Probenpräparation darauf zu achten, dass die elektrischen Zuleitungen zur Probe, wie im Kapitel 3.1.3 schon erwähnt, möglichst mittig im Resonator verlaufen, um das elektrische Feld des Resonators nicht zu beeinflussen. Für die magnetische Charakterisierung der Proben wurde sowohl der Zylinderresonator als auch der Rechteckresonator benutzt. Die beiden Resonatoren, zeichnen sich durch ihre hohe Güte Q aus. Die Güte des Bruker-Zylinderresonators beträgt etwa 7000 und die Güte vom Varian-Rechteckresonator ist 6000. Die Güte beschreibt das Verhältnis von der im Resonator gespeicherte Energie E_R (bei der Resonanzfrequenz $f_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}$) und der Leistung P , die vom Resonator dissipiert wird:

$$Q = \frac{\omega_0 E_R}{P}. \quad (3.3)$$

Die gespeicherte Energie im Resonator lässt sich wie folgt berechnen:

$$E_R = \frac{1}{8\pi\mu_0} \int_{V(\text{Resonator})} b_{hf}^2 dV. \quad (3.4)$$

Neben dieser sogenannten unbelasteten Güte müssen Ohm'sche Verluste im Resonator, Reflexionen bei der Mikrowelleneinkopplung oder dielektrische Verluste durch den Probenhalter und die Probe selber mit berücksichtigt werden, die die Güte des Resonators reduzieren. Für die weitere Betrachtung sollen die Verluste für den Fall, dass die Proben nicht in Resonanz ist, als vernachlässigbar angesehen werden, so dass die Güte des belasteten Resonators gleich der Güte des unbelasteten Resonators ist. Auf die Verluste im Resonator wird ausführlich in [88, 92] eingegangen. In Kapitel 2.4.2 wurde gezeigt, dass sich die absorbierte Leistung der Probe in Resonanz wie folgt berechnet:

$$P_{Res} = \frac{\omega_0}{2\mu_0} \chi'' \int_{V(Probe)} b_{hf}^2 dV, \quad (3.5)$$

χ'' ist dabei der Imaginärteil der Diagonalelemente des Hochfrequenzsuszeptibilitätstensors (vergleiche Kapitel 2.4.2). Die Absorption der Probe hat höhere Verluste im Resonator zur Folge und es ändert sich somit dessen Güte. Sei $Q_{Res} = \frac{\omega_0 E_R}{P + P_{Res}}$ die Güte des Resonators für den Fall, dass die Probe in Resonanz ist, so folgt für die Änderung der Güte:

$$\frac{\Delta Q}{Q} = \frac{Q - Q_{Res}}{Q} = 1 - \frac{\omega_0 E_R}{P + P_{Res}} \frac{P}{\omega_0 E_R} = \frac{P_{Res}}{P + P_{Res}}. \quad (3.6)$$

Die zusätzlich Absorption der Probe ist jedoch üblicherweise klein gegenüber der Leistung, die der Resonator absorbiert. Somit gilt $P_{Res} \ll P$ und es folgt für die Gütenänderung:

$$\frac{\Delta Q}{Q} = \frac{P_{Res}}{P} = 4\pi Q \chi'' \frac{\int_{V(Probe)} b_{hf}^2 dV}{\int_{V(Resonator)} b_{hf}^2 dV}. \quad (3.7)$$

Durch die Änderung der Güte in Resonanz wird nun mehr Leistung von Resonator reflektiert und von der Signaldiode detektiert. Das Signal kann maximiert werden, indem Resonatoren hoher Güte verwendet werden und die Probe an einen Ort positioniert wird, wo das magnetische Wechselfeld maximal ist.

3.3.2 FMR-Aufbau für die Spin-Transfer-Torque Messung

Für die Untersuchungen des STT-Effektes mit der FMR sind Stromdichten innerhalb der Pillarstrukturen in der Größenordnung von 10^9 A/m² nötig [20, 134, 157]. Diese Stromdichten führen bei der verwendeten Reihenschaltung von Pillarstrukturen zu einer starken Erwärmung der Probe und schließlich zu deren Zerstörung, da hier die

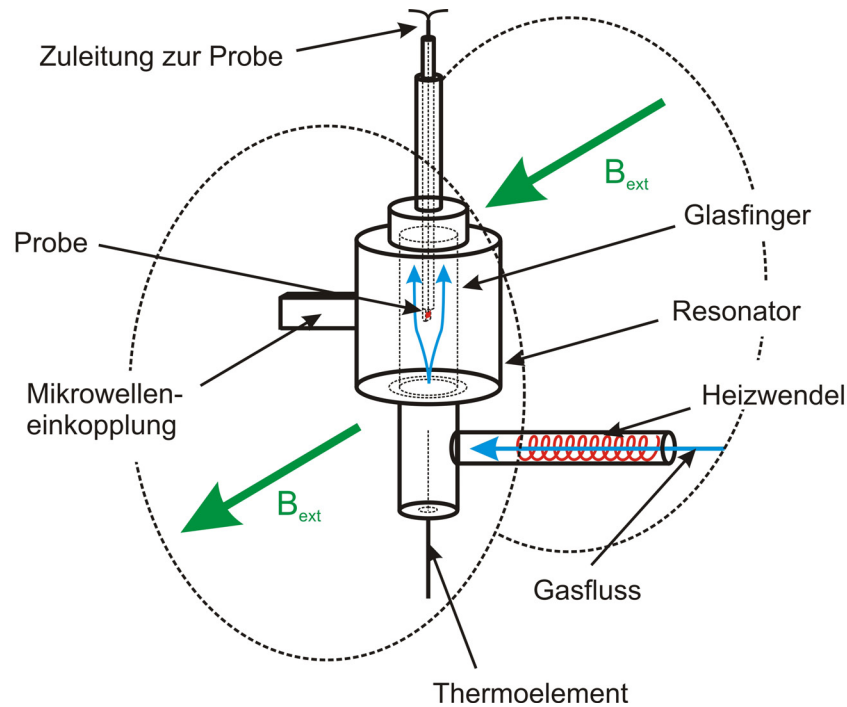


Abbildung 3.9: Schematische Darstellung Kühl- bzw. Heizeinsatzes für die Untersuchung des STT Effektes mit der FMR

Wärmeabfuhr ins Substrat oder in die metallischen Zuleitungen unzureichend ist. Um die Erwärmung der Probe zu vermeiden, wird in dieser Arbeit eine Apparatur benutzt, die es ermöglicht, die Probe während der Messung gezielt zu kühlen. Dieser Kühleinsatz ist in Abbildung 3.9 schematisch gezeigt. Der Aufbau besteht aus einem doppelwandigen Quarzglasfinger, der in den Resonator eingebracht wird. An diesen Glasfinger wird ein weiteres doppelwandiges Glasrohr angebracht, in das eine Heizwendel eingesteckt wird. Dieses Rohr ist wiederum mit einem Dewargefäß verbunden, welches flüssigen Stickstoff enthält. Über ein in das Dewargefäß eingebrachten Heizer wird der Stickstoff verdampft und gelangt über das Glasrohr und den Glasfinger zur Probe. Der Gasfluss wird dabei durch die Heizwendel erwärmt. Ein Thermoelement im Glasfinger misst die Temperatur des Gasflusses. Das Thermoelement, die Heizwendel und der Verdampfer im Dewargefäß sind mit einem Temperaturcontroller der Firma Bruker (Modell EPR-TBL) verbunden, mit dem der Stickstofffluss und dessen Temperatur geregelt wird. Der Probenhalter wurde in der Weise umgebaut, dass das Stickstoffgas oberhalb des Resonators ausströmen kann. Wird ein Strom in die Probe eingepreßt, kann indirekt

über den Widerstand der Probe die Temperatur des Gasstroms geregelt werden, so dass die Temperatur der Probe nahezu konstant bleibt. Die Temperatur kann somit auf etwa 2 K konstant gehalten werden.

Mit dieser Apparatur können auch temperaturabhängige FMR-Messungen durchgeführt werden. Verwendet man wie beschrieben, flüssigen Stickstoff zur Kühlung beziehungsweise zur Heizung können Temperaturen zwischen 100 K und 450 K eingestellt werden. Durch die Verwendung von „warmen“ Stickstoff erreicht man Temperaturen zwischen 400 K und 800 K.

3.3.3 Magnetowiderstandsmessungen

Magnetowiderstandsmessungen bei tiefen Temperaturen werden in dieser Arbeit nur an einzelnen Pillarstrukturen durchgeführt, da bei in Reihe geschalteten Strukturen, der unterschiedliche thermische Ausdehnungskoeffizient zwischen den metallischen Leiterbahnen und dem PMMA-Lack während des Abkühlens zur Zerstörung der Probe führt. Die Messungen werden in einem ^4He -Badkryostaten durchgeführt, der ausführlich in [159, 161] beschrieben ist. An dieser Stelle wird daher nur der grundlegende Aufbau beschrieben.

Die Probe wird zunächst auf einem Chipcarrier befestigt und der Chipcarrier dann auf einem Carrier-Stecksockel gesteckt, der sich am Ende des Probenhalter befindet. Es stehen unterschiedliche Probenhalter zur Verfügung, womit das Magnetfeld in verschiedenen Orientierungen in der Probenebene oder senkrecht zur Schichtebene angelegt werden kann. Der Probenhalter besteht im oberen Bereich aus Edelstahl, um die Probe und den Probenhalter thermisch zu entkoppeln. Der untere Bereich ist aus CuBe gefertigt, damit magnetische Streufelder vermieden werden. Die elektrischen Zuleitungen werden im Inneren des Probenhalters zu einer Lötplatte geführt, von der wiederum Zuleitungen zum Carrier-Stecksockel geführt werden. Dies dient ebenfalls der thermischen Isolierung. Ein magnetfeldunabhängiger Temperatursensor des Typs Cernox ist am Ende des Probenhalters am Ort der Probe angebracht. Eine supraleitende Spule befindet sich in einem Heliumbad, in die durch eine bipolare Stromquelle der Firma Cryogenic (Modell SMS 120C) ein Strom eingepreßt wird. Bei einem maximalen Strom von 92 A kann ein Magnetfeld von 5 T erreicht werden. Das Magnetfeld wird indirekt über den in die Spule eingepreßtem Strom ausgelesen. In Vier-Punkt-Geometrie wird der Widerstand der Probe mit einer 16 Hz AC Widerstandsmessbrücke der Firma Linear Research (Modell LR700) mit einer Präzision von $\Delta R/R = 10^{-6}$ gemessen. Geringe Messströme von bis zu 3 μA verhindern das Aufheizen der Probe während

der Messung. Über einen Heizer am Probenort kann die Temperatur der Probe variiert werden, so dass auch temperaturabhängige Messung möglich sind. Mit einer heliumdichten Pumpe kann der Probenraum evakuiert werden, was Messungen bei 1.5 K ermöglicht.

Im Rahmen einer Diplomarbeit [166] wurde ein Messaufbau für die Magnetowiderstandsmessung bei Zimmertemperatur entwickelt. Der Probenhalter ist hier ähnlich aufgebaut wie die Messapparatur für tiefe Temperaturen. Auch hier besteht der Probenhalter für eine thermische Entkopplung aus einem unteren Bereich aus Cu und einem oberen Bereich aus Edelstahl. Auf ihm sind zwei Carrier-Stecksockel angebracht, womit das Magnetfeld in der Probenebene in zwei Orientierungen, mit einem 90° Winkel zueinander, angelegt werden kann. Durch die Drehung des Probenhalters kann das Magnetfeld senkrecht zur Probenoberfläche orientiert werden. Das Magnetfeld wird über einen bipolares Netzteil der Firma Bruker (Modell B-MC $\pm 120/125$) gesteuert und durch eine Hall-Sonde ausgelesen. Ein maximales Feld von 2 T kann mit diesem Elektromagneten erreicht werden. Der Probenraum kann evakuiert werden, was eine Temperaturstabilität von 20 mK ermöglicht [166]. Der Widerstand der Probe wird auch hier in Vier-Punkt-Geometrie gemessen. Es kann sowohl eine reine Gleichstrommessung mit Strömen zwischen 100 nA und 100 mA, als auch eine reine Wechselstrommessung mit Strömen bis etwa $100 \mu\text{A}$ durchgeführt werden. Eine Stromquelle der Firma Keithley (Modell 6221) und ein Multimeter von Keithley (Modell 2000) wird für die Gleichstrommessungen benutzt und ein Lock-in-Verstärker der Firma Stanford Research Systems (Modell SR830) dient bei der Wechselstrommessung sowohl als Spannungsquelle als auch als Voltmeter. Das Besondere an dieser Messapparatur ist, dass hier auch eine Kombination von Gleich- und Wechselstrom möglich ist. Dies erlaubt die Untersuchung von stromgetriebenen Ummagnetisierungsprozessen, bei denen hohe Stromdichten mit Gleichstrom erreicht werden müssen. Die relativ kleinen Widerstandsänderungen durch das Ummagnetisieren werden dann mit der Wechselstrommessung detektiert. Hierfür wurde eigens eine Schaltung konstruiert, die den Gleichspannungsanteil im Signal absepariert, bevor die Wechselspannung mit dem Lock-in-Verstärker gemessen wird, so dass damit eine Widerstandsaufösung von $\Delta R/R = 10^{-5}$ möglich ist.

3.3.4 Mikromagnetische Rechnungen

Neben den magnetostatischen und dynamischen Untersuchungen der ferromagnetischen Proben werden zusätzlich mikromagnetische Simulationen durchgeführt, um

diese mit dem Experiment zu vergleichen und um ein tieferen Verständnis der experimentell gefundenen Ergebnisse zu erhalten. Die Simulationen werden mit dem frei verfügbaren Programm OOMMF (**O**bject **O**riented **M**icro**M**agnetic **F**ramework) [167] durchgeführt, das vom National Institute of Standards and Technology (NIST) entwickelt wird. Es erlaubt die Berechnung der Orientierung der magnetischen Momente in Mikrostrukturen und die Untersuchung der Magnetisierungsdynamik. Die zu simulierende Probe wird hierzu in allen 3 Dimensionen in Zellen zerlegt, wobei jeder Zelle ein Magnetisierungsvektor zugeordnet wird. Den Zellen können kubische oder/und uniaxiale Anisotropien zugewiesen werden. Zudem wird der g-Faktor und die Dämpfungskonstante der Probe angegeben. Die Sättigungsmagnetisierung kann für jede Zelle einzeln gewählt werden und es sind somit auch Rechnungen an Ferromagnet/Nichtferromagnet/Ferromagnet-Dreilagstrukturen möglich. Die Zellen sind untereinander durch die Austauschwechselwirkungen gekoppelt, deren Größe durch die Austauschkonstante angegeben wird. Die Dipol-Dipol-Wechselwirkung wird mit Hilfe eines Fast-Fourier-Algorithmus berechnet.

Zu Beginn der Berechnung wird die Richtung der magnetischen Momente innerhalb der Probe vorgegeben. Die Proben kann sowohl als homogen aufmagnetisiert definiert werden oder die Richtung der magnetischen Momente ist zufällig verteilt. Die Dynamik der Magnetisierung wird durch die Landau-Lifshitz-Gleichung (Gleichung 2.41) beschrieben, die numerisch mit Hilfe des Euler-Algorithmus integriert wird [168]. Das Programm berechnet den energetisch Grundzustand für die magnetischen Momente, wobei über die Zeeman-Energie auch verschiedene statische und dynamische Magnetfelder angenommen werden können. Die Rechnung kann zum einen nach einer vorgegebenen Simulationszeit gestoppt werden oder man wählt eine untere Grenze für die zeitliche Änderung der Magnetisierung (dM/dt), unter der die Berechnung gestoppt wird. Alle Proben und Rechenparameter werden in eine Datei geschrieben, die vom Programm gestartet wird.

Mikromagnetische Rechnungen werden in dieser Arbeit unter anderem dazu benutzt, die Orientierung der magnetischen Momente in Remanenz oder in einem externen Magnetfeld darzustellen. Die Dimension der simulierten Probe entspricht hierbei einer Pillarstruktur im Experiment und die Zellgröße wird so klein wie möglich gewählt. Idealerweise sollte eine Zelle einem magnetischen Moment in Experiment entsprechen. Dies ist aber aufgrund der dafür benötigten Rechenzeit nicht möglich. Es muss somit ein Kompromiss zwischen Rechenzeit und der Vergleichbarkeit zum Experiment gefunden werden. Der Quellcode für eine solche Rechnung ist im Anhang A.1 zu finden.

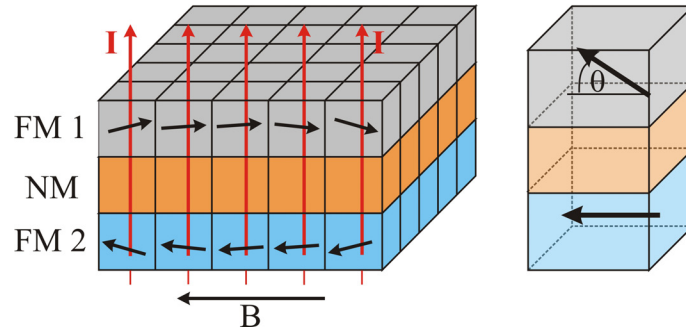


Abbildung 3.10: Schematische Darstellung der Zelleneinteilung mit OOMMF für die GMR Berechnung

Des Weiteren wird OOMMF für die Berechnung des GMR in Pillarstrukturen benutzt. Hierfür wird wieder die Probe, wie in Abbildung 3.10 gezeigt, in Zellen eingeteilt und die Orientierung der Magnetisierung in jeder Zelle als Funktion des externen Magnetfeldes gespeichert. In jeder Zellsäule, die aus einem Ferromagnet, einem Nichtferromagnet und einem Ferromagnet (FM1/NM/FM2) besteht, wird dann aus dem Winkel zwischen beiden Magnetisierungen mit Gleichung 2.11 der GMR bestimmt. Hierbei wird angenommen, dass die Stromdichte in der gesamte Pillarstruktur konstant ist und die Stromrichtung ausschließlich senkrecht zur Pillarstruktur verläuft. Wegen der hohen Anzahl von Zellen wird der GMR aller Pillarstrukturen mit einem eigens in Visual C geschriebenen Programm berechnet. Der Widerstand und die absolute Widerstandsänderung wird schließlich dem Experiment angepasst.

In dieser Arbeit wird OOMMF auch für die Simulation von FMR-Messungen benutzt. Hierfür gibt es zwei mögliche Ansätze für die Simulation. Im ersten Ansatz werden die magnetischen Momente in einem externen Feld (dem Resonanzfeld) ausgerichtet und man nimmt ein kleines Feld von etwa 1 mT senkrecht zum externen Feld an, das die magnetischen Momente leicht aus der Achse des externen Feldes dreht. Nach der Relaxation der magnetischen Momente, wird dann das kleine Magnetfeld Null gesetzt und die magnetischen Momente präzedieren gedämpft um das externe Feld. Aus der Fourier-Transformation der Präzession erhält man das FMR-Spektrum im Frequenzraum. Diese Methode setzt jedoch die Kenntnis des Resonanzfeldes voraus und die Rechnung sind nicht direkt mit dem Experiment vergleichbar, da im Experiment die Mikrowellenabsorption als Funktion des Magnetfeldes bei fester Mikrowellenfrequenz gemessen wird.

Die andere Möglichkeit für die FMR-Simulation entspricht mehr dem Experiment und wird überwiegend in dieser Arbeit benutzt. Hier wird ein zeitabhängiges Feld senkrecht zum externen Magnetfeld eingeführt, das dem hochfrequenten Mikrowellenfeld im Experiment entspricht. Wie zuvor auch, werden die magnetischen Momente durch das Hochfrequenzfeld ausgelenkt und beginnen gemäß der Landau-Lifshitz-Gleichung zu präzedieren. Nach einer ganzen Anzahl von Schwingungen wird die Komponente der Magnetisierung gespeichert, die in Richtung des Hochfrequenzfeldes zeigt. Diese entspricht der Amplitude der Schwingung. Wird nun das externe Feld wie bei einer FMR-Messung verändert und gerät die Magnetisierung in Resonanz, vergrößert sich die Amplitude der Präzession und ist beim Resonanzfeld maximal. Aus der Auftragung der Amplitude der Schwingung als Funktion des externen Magnetfeldes erhält man das FMR-Spektrum im Feldraum. Diese Methode zur FMR-Simulation hat den Vorteil, dass das Resonanzfeld nicht bekannt sein muss und die Rechnung ist direkt mit dem gemessenen FMR-Spektrum vergleichbar. Allerdings ist bei dieser Methode der Rechenaufwand verglichen mit der zuvor vorgestellten Simulationsmethode deutlich größer. Ein Beispiel für den Quellcode für eine solche FMR-Simulation ist im Anhang [A.2](#) zu finden.

4 Ergebnisse und Diskussion

Als Probensysteme für die FMR-Untersuchung des Spin-Transfer-Torque-Effektes dienen in dieser Arbeit Co/Cu/Py-Dreilagenseukturen und [Co/Pt]/Cu/Py- beziehungsweise [Co/Ni]/Cu/Py-Dreilagenseukturen. In allen Probensystemen besitzen die beiden ferromagnetischen Schichten deutlich unterschiedliche Magnetisierungen, so dass beide Signale im FMR-Spektrum klar voneinander getrennt beobachtet werden können. Py dient in allen Systemen als Analysator, da es eine sehr geringe magnetische Dämpfung und somit eine sehr geringe intrinsische FMR-Linienbreite besitzt. Die Fläche unter der Absorptionskurve ist proportional zum magnetischen Moment des Ferromagneten. Folglich ist bei einer schmalen FMR-Linie deren Intensität größer. Für die Py-Schichten bedeutet das, dass für die FMR-Messung weniger magnetisches Material nötig ist, die Anzahl der Pillarstrukturen und deren Größe also klein gewählt werden kann.

Im ersten Probensystem wird Co als Spinpolarisator benutzt, da bei den gewählten Schichtdicken (20 nm Co und 10 nm Py) und der unterschiedlichen Magnetisierung, Co gegenüber Py die magnetisch härtere Schicht ist. Co wird somit vom STT nur wenig beeinflusst. Die Co-Magnetisierung ist wie die Magnetisierung von Py in Remanenz in der Schichtebene orientiert. Bei einem in der Schichtebene orientierten externen Magnetfeld erzeugt die Präzession der Py-Magnetisierung einen Winkel zwischen der Co- und Py-Magnetisierung. Wie beschrieben ist dieser Winkel für den STT notwendig.

Als zweites Probensystem werden [Co/Pt]- beziehungsweise [Co/Ni]-Multilagenseukturen als Polarisatoren benutzt, die eine senkrechte uniaxiale Anisotropie besitzen. Gegenüber Co/Cu/Py-Strukturen sind hier die Magnetisierungen der Schichten in einer Pillarstruktur in Remanenz und bei kleinen angelegten Magnetfeldern senkrecht zueinander orientiert. Dementsprechend sollte sich auch der Einfluss des STT bei beiden Probensystemen unterscheiden.

4.1 Co/Cu/Py-Schichten

Für das Verständnis des Spin-Transfer-Torque-Effektes beziehungsweise dessen Auswirkung auf die intrinsische Dämpfung der Magnetisierung im Ferromagneten, ist eine ausführliche Untersuchung und Charakterisierung der Ferromagneten in Hinblick auf deren magnetische Eigenschaften, wie magnetokristalline Anisotropien, g -Faktoren und Dämpfungskonstanten α nötig. Im Folgenden werden daher die strukturellen und magnetischen Eigenschaften der Co/Cu/Py-Schichten vorgestellt und danach darauf eingegangen, ob und wie sich die magnetischen Parameter durch die Strukturierung der Schichten in Pillarstrukturen ändern. Schließlich werden die FMR-Untersuchungen bezüglich des STT vorgestellt.

4.1.1 Strukturelle Charakterisierung

4.1.1.1 Rasterkraftmikroskopie

Abbildung 4.1 zeigt AFM-Aufnahmen von Co/Cu/Py-Schichten, die mit einer dünnen Cu-Zwischenschicht direkt auf das GaAs-Substrat aufgedampft wurden (a), beziehungsweise mit einer 100 nm Au- BUFFERSCHICHT auf GaAs gewachsen sind (b). Die Schichtfolge ist schematisch unter den AFM-Bildern gezeigt. Die untere Au-Schicht ist vergleichbar mit dem unteren Au-Kontakt, durch den der Strom in die Co/Cu/Py-Pillarstruktur eingepreßt wird. Durch die obere und untere Cu-Schicht sind die ferromagnetischen Schichten von den stark Spin-streuenden Au-Schichten getrennt, um deren Einfluss auf die Polarisierung des Stromes zu vermeiden, wie es in [107] und [129] beobachtet wird. Beide Schichten wurden mit 5 nm Au abgedeckt, um sie vor der Oxidation zu schützen. In den Abbildungen ist die gleiche Skala in z -Richtung gewählt. Ein heller Kontrast entspricht einer Erhebung auf der Schicht und ein dunkler Kontrast einer Vertiefung. Man erkennt in den Abbildungen, dass in (b) der Wechsel zwischen dunklem und hellem Kontrast deutlich ausgeprägter ist, folglich ist dort die Rauigkeit gegenüber der Schicht in (a) vergrößert. Mit Hilfe des Programms, welches das AFM steuert, kann aus dem aufgenommenen Höhenprofil der Schicht dessen Rauigkeit bestimmt werden. Während die Co/Cu/Py-Schicht ohne Au-Unterlage eine mittlere Rauigkeit von 0.26 nm aufweist, bewirkt die Au-Schicht eine Zunahme der mittleren Rauigkeit auf 0.75 nm. Die FMR-Linienbreite ist neben dem Gilbert-Dämpfungsbeitrag abhängig von inhomogenen Dämpfungsbeiträgen, die auch von der Schichtrauigkeit abhängen (siehe Kapitel 2.4.1). Wie später gezeigt wird (Kapitel 4.1.2.3), führt diese erhöhte Rauigkeit zu einer Zunahme in der FMR-Linienbreite, folglich zur Verkleinerung

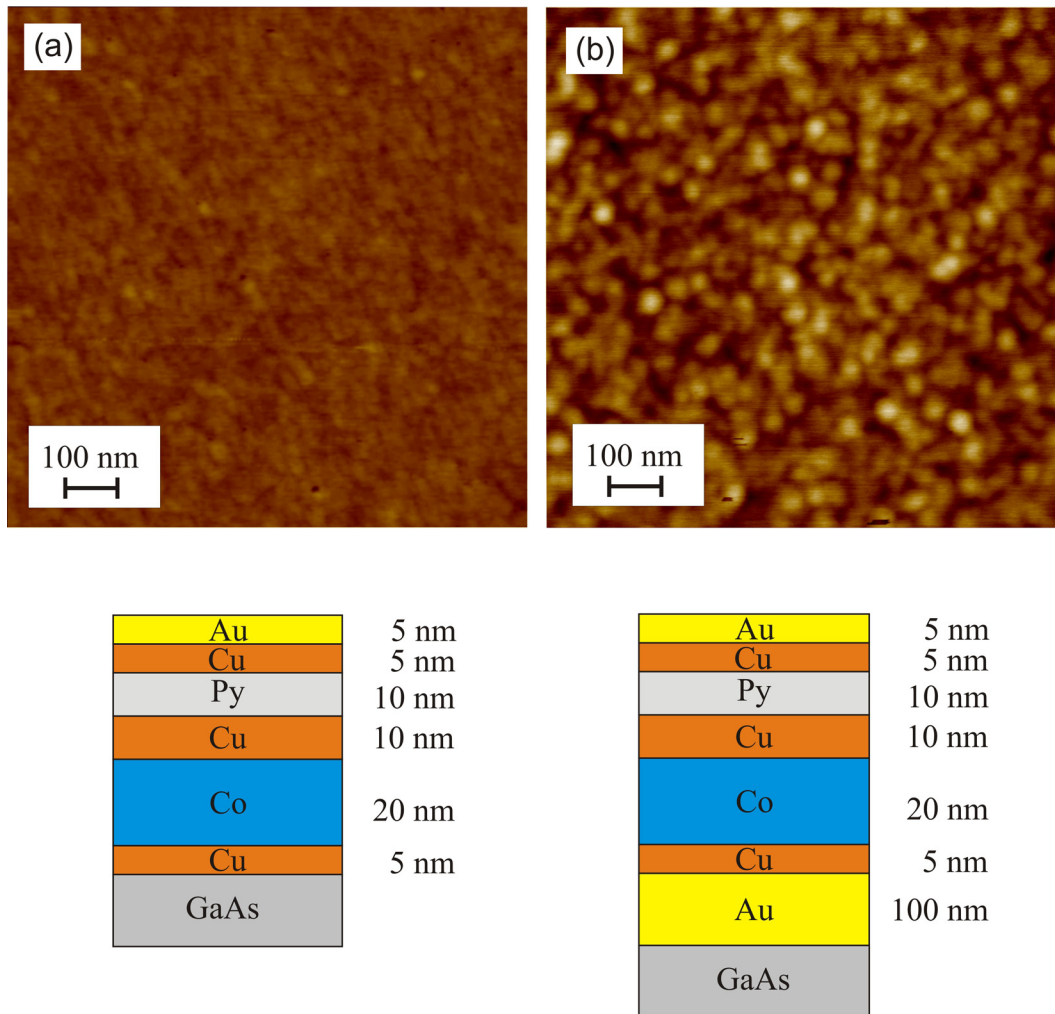


Abbildung 4.1: AFM-Aufnahmen von Co/Cu/Py-Schichten aufgedampft direkt auf GaAs (a) und mit einer 100 nm Au-Schicht auf GaAs als Unterlage (b). Die Schichtfolge ist schematisch dargestellt. In beiden AFM-Bildern ist die gleiche Skala in z-Richtung gewählt. Durch die Au-Unterlage ist eine deutliche Zunahme der Rauigkeit der Schicht erkennbar.

der Signalintensität. Zudem verursacht die Au-Schicht unter der Co/Cu/Py-Schicht in den ferromagnetischen Schichten zur Vergrößerung der uniaxialen Anisotropie senkrecht zur Schicht (vergleiche Kapitel 4.1.2.3). Aus den AFM-Messungen kann auch die mittlere Kristallitgröße der Schichten abgeschätzt werden. Bei der Schicht ohne

Au-Buffererschicht wird eine Kristallitgröße von etwa 15 ± 3 nm gefunden, während bei der Schicht mit Au-Unterlage die Kristallitgröße etwa 30 ± 3 nm beträgt. Die typische Kristallitgröße von Au beträgt zwischen 20 nm und 30 nm. Es liegt daher nahe anzunehmen, dass sich die Kristallitgröße der auf das Au aufgedampften Schicht an diejenige des Au angepasst hat.

4.1.1.2 Sekundärelektronenmikroskopie

Abbildung 4.2 zeigt zwei SEM-Aufnahmen von Co/Cu/Py-Schichten, aufgedampft auf 100 nm Au und 5 nm Cu und mit 5 nm Cu und 5 nm Au abgedeckt, präpariert auf GaAs. Der Aufdampfprozess für die Schicht, die in (a) gezeigt wird, fand bei Zimmer-

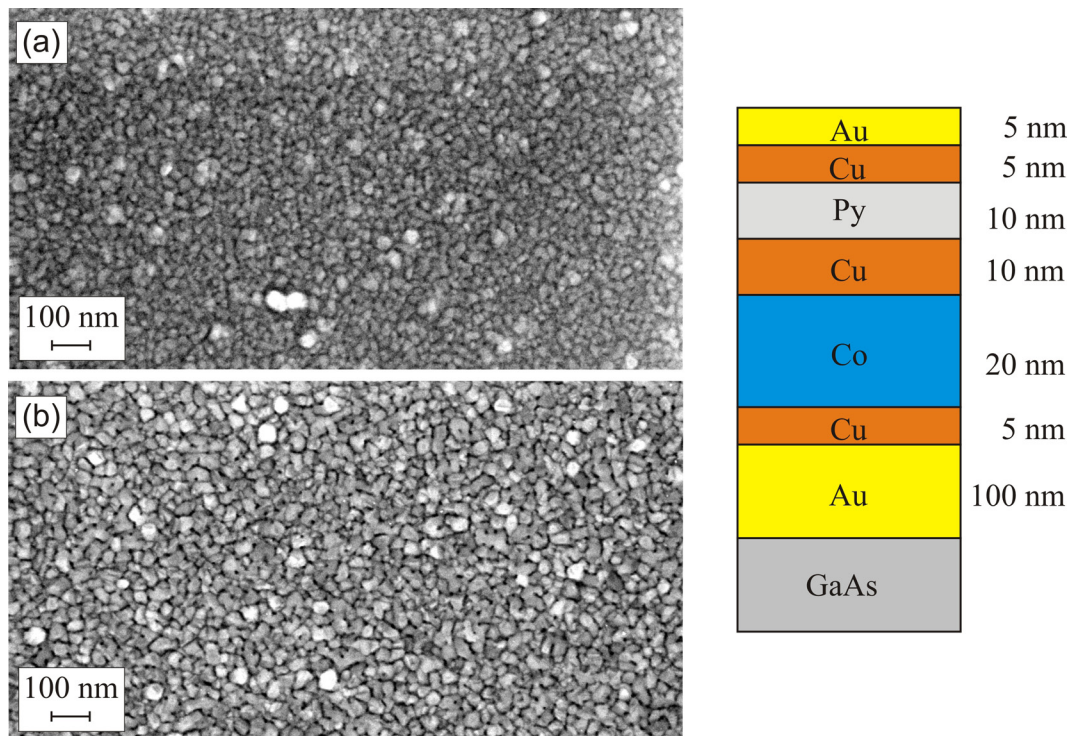


Abbildung 4.2: SEM-Aufnahmen von Co/Cu/Py-Schichten, die auf 100 nm Au und 5 nm Cu aufgedampft und mit 5 nm Cu und 5 nm Au abgedeckt sind, präpariert auf GaAs. In (a) wurde die Schicht bei Zimmertemperatur aufgedampft und in (b) wurde die Schicht jeweils nach den ersten beiden Cu-Schichten für 15 Minuten bei 100 °C geheizt.

temperatur statt. Hier wird eine mittlere Kristallitgröße von etwa 25 ± 5 nm gefunden, die in guter Übereinstimmung mit den Kristallitgrößen ist, die mit AFM-Messungen bestimmt wurden. Die Schicht in (b) wurde jeweils nach dem Aufdampfen der ersten und zweiten Cu-Schicht für 15 Minuten bei 100 °C geheizt, um die Schichtqualität in Hinblick auf ihre magnetischen Eigenschaften zu verbessern. Bei der geheizten Schicht wird eine mittlere Kristallitgröße von 40 ± 5 nm gefunden. Es konnte gezeigt werden, dass durch das Heizen auch die Rauigkeit der Schicht, insbesondere der Co-Schicht reduziert wird. Zusätzlich ist eine Abnahme der uniaxialen Anisotropie in den Schichten durch das Heizen zu beobachten. Weitere Untersuchungen zeigten, dass durch ein kontinuierliches Heizen während des gesamten Aufdampfprozesses, die Linienbreite und die Anisotropie gegenüber dem oben beschriebenen „stoßweisen“ Heizen weiter reduziert werden kann. Bei der Prozessierung der Schichten in Pillarstrukturen wird PMMA-Lack verwendet, der nicht temperaturstabil ist. Aus diesem Grund wurden die strukturierten Proben in dieser Arbeit nur mit einer maximalen Temperatur von 85 °C geheizt.

4.1.1.3 Transmissionselektronenmikroskopie

Die Interpretation der Untersuchung an Co/Cu/Py-Dreilagenschichten mit Hilfe der Transmissionselektronenmikroskopie ist aufgrund der großen Schichtdicke und verschiedenen Einzelschichten kompliziert. Aus diesem Grund werden zunächst Co- und Py-Einzelschichten untersucht und anschließend die Untersuchungen an einem Querschnitt des gesamten Schichtstapels vorgestellt.

Abbildung 4.3 zeigt eine TEM-Aufnahme einer 10 nm dicken Py-Schicht (a) und einer 20 nm dicken Co-Schicht (b). Die Schichten wurden direkt auf mit Kohlenstoffbedeckte TEM-Grids aufgedampft. Man erkennt die polykristalline Struktur beider Schichten, aus denen eine mittlere Kristallitgröße von 5 ± 1 nm für Py und 14 ± 1 nm für Co bestimmt werden kann. Die dunkel erscheinenden Kristallite der Schichten erfüllen die Bragg-Bedingung und zeigen einen Beugungscontrast. Für die Bestimmung der chemischen Zusammensetzung von Py wurde die Schicht mit EDX untersucht. Hierbei wurde das Py mit einer Konzentration von 70 Atomprozent Ni und 30 Prozent Fe gemessen.

Die Beugungsbilder der jeweiligen Schichten (Abbildung 4.3 (c) und (d)) zeigen konzentrische Ringe mit homogenem Kontrast, was eine Textur in der Schicht ausschließt. Die Miller-Indizes (hkl) der Beugungsringe sind in den Abbildungen angegeben. Die Beugungsringe von Py lassen eine kubisch flächenzentrierte (fcc) Struktur erkennen

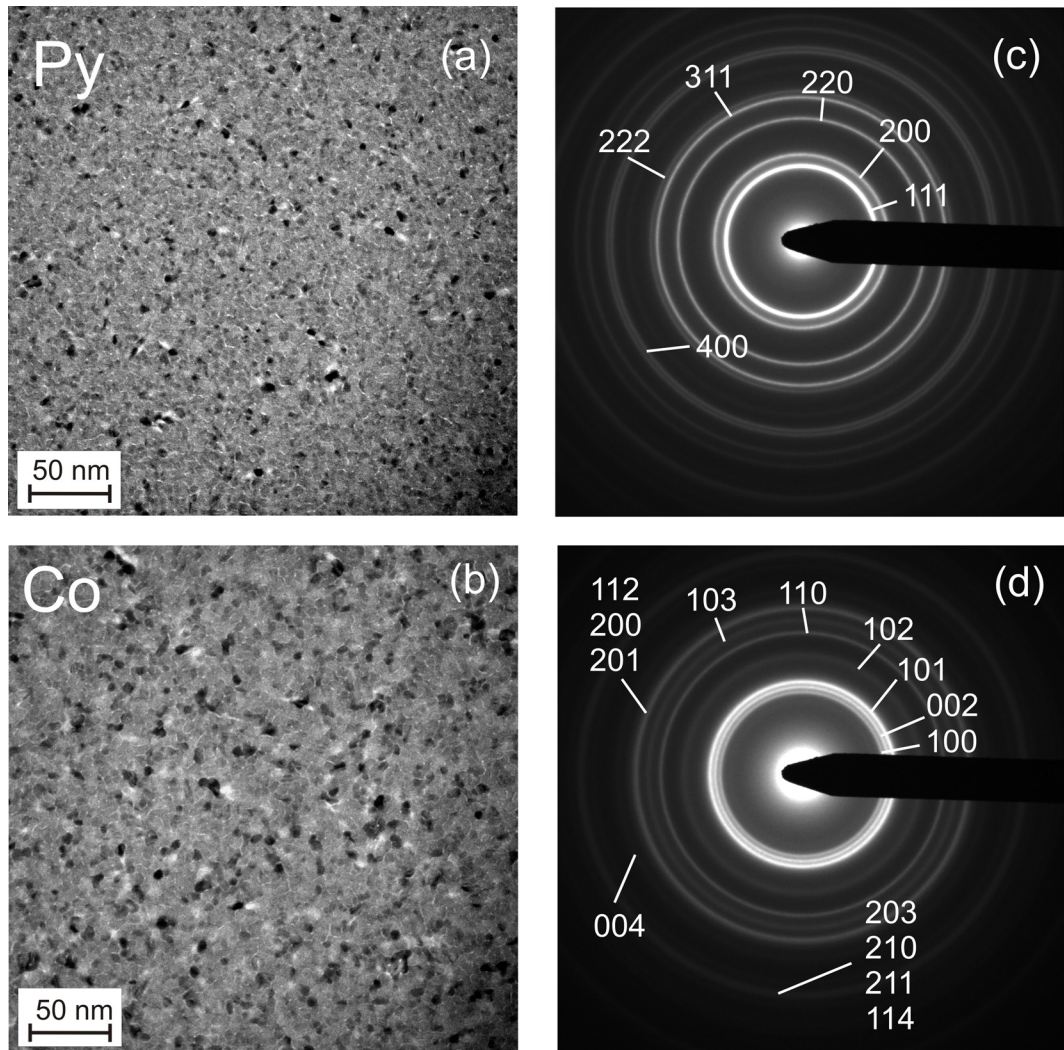


Abbildung 4.3: TEM-Aufnahmen an einer Py-Schicht (a) und einer Co-Schicht (b) auf einem C-abgedeckten TEM-Grid. Anhand der Beugungsbilder lässt sich für Py (c) eine fcc- und für Co (d) eine hcp-Struktur erkennen.

und für Co wird eine hexagonal dichtest gepackte (hcp) Struktur gefunden. Im Beugungsbild sind alle kristallographischen Richtungen von Py und Co erkennbar, folglich sind die Kristallite der Schichten völlig willkürlich in der Schicht orientiert. Daraus lässt sich schließen, dass sich die kristalline Anisotropie über die gesamte Schicht kompensiert und keinen Einfluss auf die Richtung der Magnetisierung hat. Bei den Co/Cu/Py-

Schichten sollte sich somit ebenfalls keine Textur in der Schicht zeigen. Da sich jedoch das Wachstum der Dreilagenschicht auf Kohlenstoff von dem Wachstum auf Au beziehungsweise auf GaAs unterscheiden kann, ist eine Texturierung zumindest senkrecht zur Schicht nicht auszuschließen. Ein Indiz für das veränderte Wachstum ist die hier gefundene Kristallitgröße, die kleiner ist als die Kristallitgröße, die mit dem AFM und dem SEM bestimmt wird. Wie in Kapitel 4.1.1.1 schon diskutiert, passt sich die Kristallitgröße der Co/Cu/Py-Schicht offenbar an die darunter befindliche Au-Schicht an. Diese Anpassung kann zu einer Verspannung und damit zu einer Anisotropie führen [169, 170]. Die Verwendung einer Au- BUFFERSCHICHT ist bei den TEM-Untersuchungen nicht möglich, weil die Py- und Co-Schichten aufgrund der Gesamtschichtdicke nicht im TEM betrachtet werden können. Aus diesem Grund werden TEM-Untersuchungen an Probenquerschnitten der gesamten Schichten durchgeführt.

Untersuchungen an Probenquerschnitten

In Abbildung 4.4 ist eine Co(20 nm)/Cu(8 nm)/Py(10 nm)-Schicht aufgedampft auf 10 nm Pt, 100 nm Au und 5 nm Cu im Querschnitt gezeigt. Die Schicht wurde mit 5 nm Cu und 10 nm Au abgedeckt und entspricht der für die Untersuchung des STT hergestellten Schichten. Die Cu-Zwischenschicht wurde gegenüber der zuvor gezeigten Schichten um 2 nm reduziert, um die Spinpolarisation des Stromes an der Cu/Py-Grenzfläche zu erhöhen und somit den STT zu vergrößern. Die Zwischenschicht ist aber noch dick genug, um die Kopplung beider ferromagnetischer Schichten zu verhindern. Die Schichten wurden auf GaAs präpariert und Pt/C abgedeckt. Die obere Schicht ist notwendig, wenn eine dünne Lamelle des gesamten Schichtstapels mit der FIB aus der Probe herausgeschnitten wird und die zu untersuchende Co/Cu/Py-Schicht möglichst nicht durch den Gallium-Ionenstrahl beeinflusst werden soll. Der dunkle Kontrast in der rechten Bildhälfte ist ein Artefakt der Bildbearbeitung.

Die vorangegangenen Untersuchungen haben gezeigt, dass eine auf GaAs aufgedampfte Au-Schicht eine sehr raue Oberfläche besitzt und zusätzlich oft Risse in der Schicht beobachtet werden. Mit Hilfe einer dünnen Pt-Schicht, die vor der Au-Schicht auf das GaAs aufgebracht wird, kann die Rauigkeit der Au-Oberfläche verringert werden und die Risse in der Schicht treten nicht mehr auf.

Über der Pt-Schicht ist eine dünne Schicht mit hellem Kontrast in Abbildung 4.4 erkennbar. Da die Probe nach dem Aufdampfen der Pt-Schicht aus der Aufdampfanlage ausgebaut und in eine andere Aufdampfanlage eingebaut wird, ist wahrscheinlich die Oberfläche mit Kohlenstoff und Sauerstoff verunreinigt, welcher hier in der

TEM-Aufnahme sichtbar ist. In der unteren Au-Schicht erkennt man insbesondere am rechten Bildrand ein säulenartiges Wachstum in der Schicht. Dieses deutet auf ein, zumindest zum Teil, texturiertes Wachstum senkrecht zur Schicht, welches auch die magnetische Anisotropie der ferromagnetischen Schichten beeinflussen kann (siehe Kapitel 4.1.2.3). Über die Au-Schicht wurden 5 nm Cu und 20 nm Co aufgedampft, wobei die Cu-Schicht in der Abbildung nicht zu erkennen ist. Über der Co-Schicht befindet sich die Cu/Py/Cu-Schicht, bei der die Einzelschichten durch den sehr ähnlichen z-Kontrast nicht zu unterscheiden sind. Darauf wurde Au zum Schutz vor Oxidation aufgedampft. Auch in der Pt/C-Schicht sind Kontraste zu erkennen, die durch das zum Teil kristalline Wachstum der Schicht verursacht werden [171].

Insgesamt lässt sich eine Zunahme der Rauigkeit der Grenzflächen von den unteren Schichten hin zu den oberen Schichten erkennen. Durch die Optimierung der Herstellungsparameter für die Schichten und durch die Verwendung einer Pt-Bufferschicht kann jedoch die Rauigkeit der Co/Cu/Py-Schichten minimiert werden. Dennoch kann

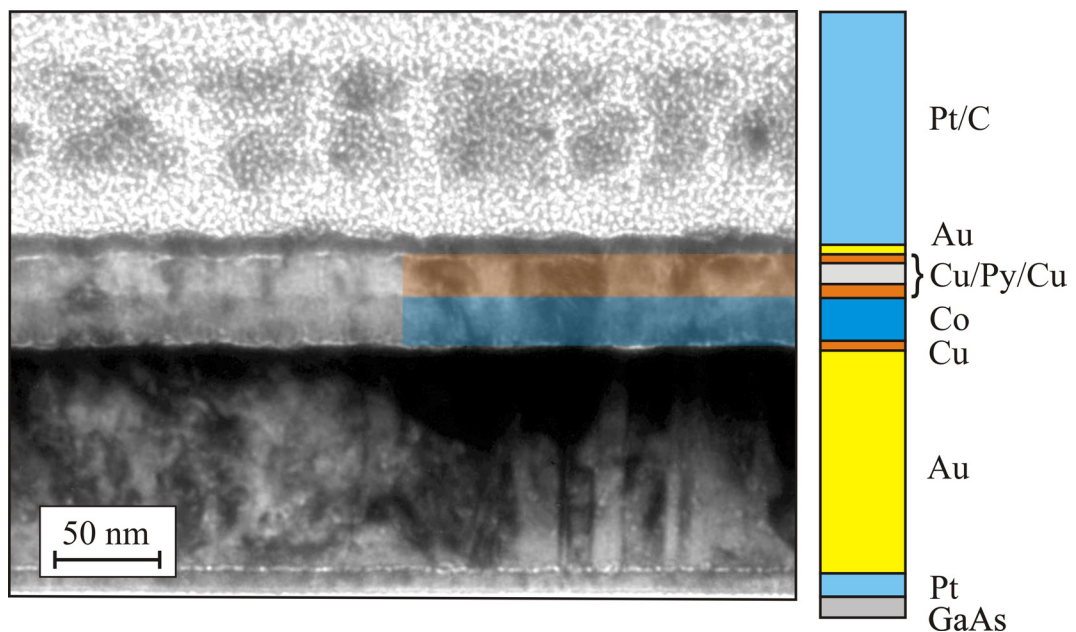


Abbildung 4.4: TEM-Aufnahmen des Querschnitts einer Co/Cu/Py-Schicht auf Au und Pt und abgedeckt mit Cu und Au. Die oberste Pt/C-Schicht dient zum Schutz der Schicht vor dem Gallium-Ionenstrahl während der Präparation.

die Rauigkeit der Schichten die magnetischen Eigenschaften von Co und Py, wie die magnetische Anisotropie und insbesondere die Dämpfung (und somit die FMR-Linienbreite) beeinflussen, wie später in den FMR-Messungen gezeigt wird (siehe Kapitel 4.1.2.3).

4.1.2 Magnetische Charakterisierung

Für die Untersuchung des Ummagnetisierungsverhaltens der verschiedenen Dreilagenschichten in polarer Geometrie wird der magneto-optischen Kerr-Effekt (MOKE) benutzt. SQUID-Magnetometrie dient zur Untersuchung der Magnetisierung als Funktion des externen Feldes in der Schichtebene und senkrecht dazu. Mit Hilfe der ferromagnetischen Resonanz werden die magnetischen Eigenschaften der Schichten, wie die magnetokristalline Anisotropie, der g -Faktor und die Dämpfungskonstante α bestimmt. Die FMR-Messungen werden dabei sowohl an Co- und Py-Einzelschichten als auch an Co/Cu/Py-Dreilagenschichten durchgeführt.

4.1.2.1 MOKE-Messungen

Abbildung 4.5 zeigt den Kerr-Winkel als Funktion des externen Feldes für die Co/Cu/Py-Schicht, die im letzten Kapitel vorgestellt wurde. Die Messungen wurden bei Zimmertemperatur durchgeführt und das Magnetfeld senkrecht zur Schicht angelegt. Man erkennt einen Anstieg des Kerr-Winkels mit zunehmendem Magnetfeld, wenn sich die Magnetisierung durch kohärente Rotation in Richtung des Magnetfeldes ausrichtet. Der Kerr-Winkel ist dabei proportional zur polaren Komponente der Magnetisierung. Der Anstieg des Kerr-Winkels mit dem externen Feld ändert sich bei zwei Feldwerten, dem Sättigungsfeld der Py-Schicht bei 960 mT und dem der Co-Schicht bei 1.6 T. Die Schichten können aufgrund ihres hohen Aspektverhältnisses (laterale Größe: 2 mm, Schichtdicke: 20 nm und 10 nm) als unendlich ausgedehnt angesehen werden. Damit ist der Entmagnetisierungsfaktor senkrecht zur Schicht $N = 1$ und aus den Sättigungsfeldern lässt sich die Sättigungsmagnetisierung mit $B^{Sat} = \mu_0 M_{eff}$ bestimmen. Für Py ist $M_{eff} = 750 \pm 40$ kA/m und für Co ist die Sättigungsmagnetisierung 1240 ± 60 kA/m. Man beachte jedoch, dass die hier bestimmte Sättigungsmagnetisierung der effektiven Magnetisierung $M_{eff} = M_S - \frac{2K}{\mu_0 M_S}$ [172] entspricht, da mögliche magnetokristalline Anisotropien K ohne Kenntnis der Sättigungsmagnetisierung M_S nicht von der Formanisotropie separiert werden können.

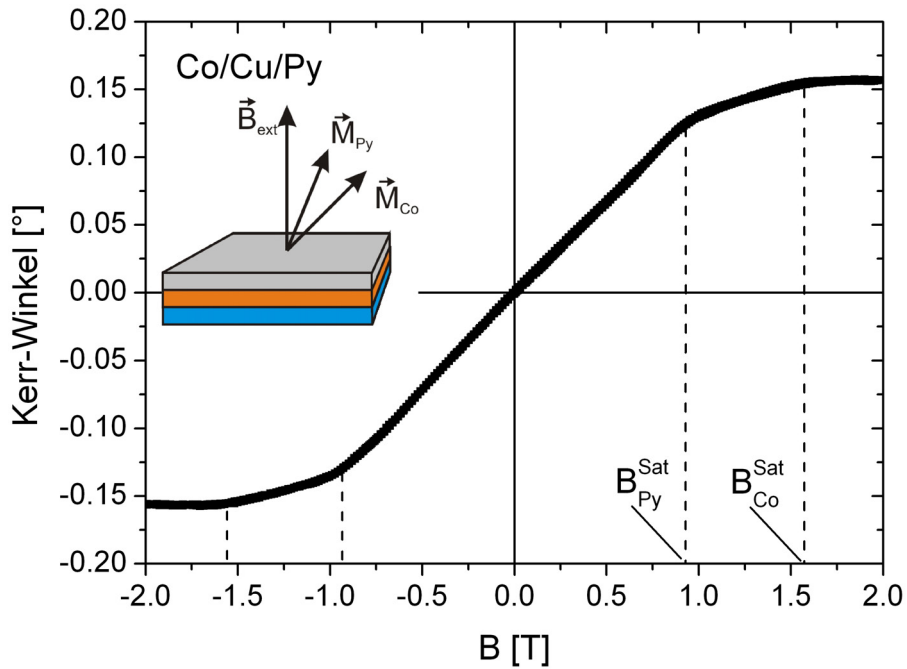


Abbildung 4.5: Kerr-Winkel als Funktion des externen Magnetfeldes für eine Co/Cu/Py-Schicht bei Zimmertemperatur. Das Magnetfeld ist senkrecht zur Schicht orientiert. B_{Py}^{Sat} und B_{Co}^{Sat} sind die Sättigungsfelder der Py- und der Co-Schicht.

4.1.2.2 SQUID-Magnetometrie

Mit den MOKE-Messungen sind nur Aussagen über das Ummagnetisierungsverhalten der präparierten Schichten möglich, man erhält keinen Zugang zur Magnetisierung der Probe. Aus diesem Grund wurden weitere Messungen an diesen Probensystemen mit Hilfe der SQUID-Magnetometrie durchgeführt, bei der das magnetische Moment der Probe als Funktion des externen Magnetfeldes und der Temperatur untersucht werden kann.

Abbildung 4.6 zeigt die SQUID-Messung an einer Co/Cu/Py-Schicht bei 300 K. Bei der schwarzen Kurve wurde das externe Magnetfeld in der Schichtebene orientiert und bei der roten Kurve zeigt es senkrecht zur Schicht. Man erkennt, dass sich die Sättigungsmagnetisierung in azimuthaler und polarer Messgeometrie leicht unterscheidet. Dieses ist auf einen Fehler der SQUID-Messung zurückzuführen, da sich das magneti-

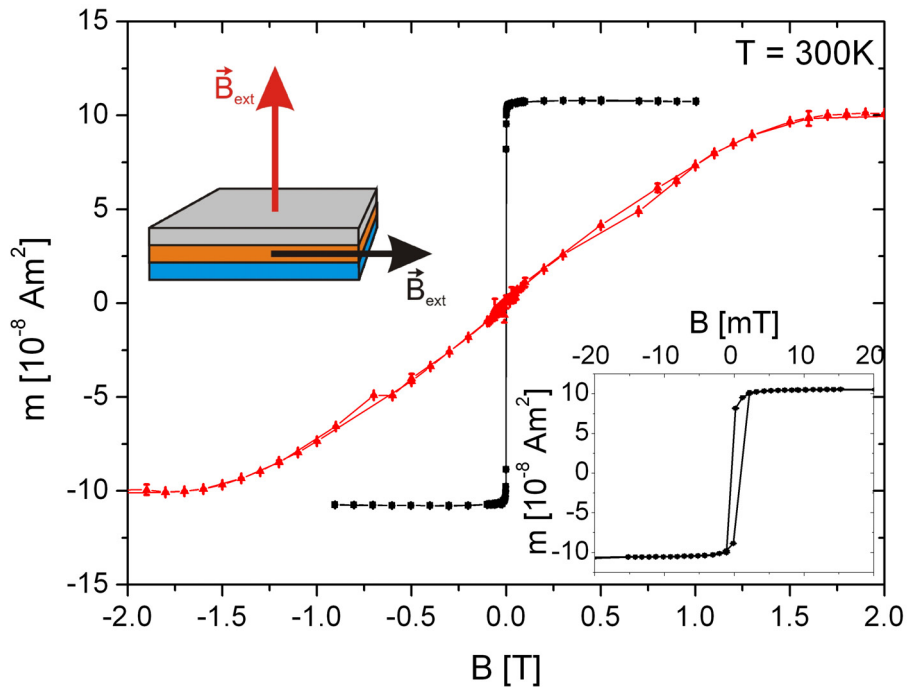


Abbildung 4.6: SQUID-Messung an einer Co/Cu/Py-Schicht bei einer Temperatur von 300 K. Das externe Magnetfeld wurde parallel zur Schicht (schwarz) und senkrecht dazu (rot) orientiert. Wird das Magnetfeld in der Schichtebene angelegt, magnetisiert die Schicht bei einem Feld von ± 2 mT vollständig um. Der Feldbereich um 0 mT ist vergrößert im Inset dargestellt.

sche Moment der Probe leicht unterscheidet, wenn das Substrat mit der Schicht darauf parallel oder senkrecht zu den Pick-up-Spulen (vergleiche Kapitel 3.3) eingebaut wird. Für die Bestimmung der Magnetisierungen der Schichten wurde das magnetische Moment der Probe aus der Messung bestimmt, bei der die Probendimensionen relativ zu den Spulen klein sind, das heißt, wenn die Schicht parallel zu den Spulen orientiert ist. In Abbildung 4.6 ist dies die Messung mit dem Magnetfeld senkrecht zur Schichtnormalen.

Ist das Magnetfeld in der Schicht orientiert, erkennt man ein sehr scharfes Ummagnetisierungsverhalten der gesamten Schicht. Im Inset ist der Feldbereich um 0 mT vergrößert dargestellt. Zusätzlich erkennt man gegenüber der Sättigungsmagnetisierung eine leichte Abnahme der Magnetisierung in Remanenz. Dieses Verhalten ist auf

Domänenbildung in der Schicht zurückzuführen. Ein Pinnen der Domänenwände ist jedoch in der Schicht sehr gering, so dass die Probe bei einem Feld von ± 2 mT vollständig ummagnetisiert ist und sich die Sättigungsmagnetisierung einstellt. Im Gegensatz dazu ist in der Messung in polarer Geometrie im Rahmen der Messgenauigkeit, wie auch bei der MOKE-Messung, keine Hysterese zu erkennen. Folglich magnetisiert die Probe durch kohärente Rotation der Magnetisierung in Richtung des Feldes um. Vergleicht man die Messung im SQUID mit der MOKE-Messung (Abbildung 4.5), ist in der SQUID-Messung das Sättigungsfeld der Py-Schicht kaum zu erkennen, da das magnetische Moment der Co-Schicht deutlich größer als das Moment der Py-Schicht ist. Die MOKE-Messungen sind gegenüber den SQUID-Messungen oberflächensensitiv und da sich die Py-Schicht nahe an der Schichtoberfläche befindet, ist das Magnetisierungsverhalten der Py-Schicht mit MOKE besser zu erkennen. Das Sättigungsfeld der Co-Schicht beziehungsweise deren effektive Magnetisierung stimmt mit dem in der MOKE-Messung gefundenen Wert überein. Mit dem SQUID kann zusätzlich die Sättigungsmagnetisierung der Schichten gemessen werden. In den Dreifachlagen sind jedoch die magnetischen Momente der Einzellagen überlagert. Daher wurden die Sättigungsmagnetisierungen durch SQUID-Messungen an Einzelschichten bestimmt. Für Co wurde eine Sättigungsmagnetisierung von 1410 ± 70 kA/m und für Py 990 ± 50 kA/m jeweils bei 300 K gemessen. Die Differenz aus effektiver Magnetisierung und Sättigungsmagnetisierung entspricht dem Feld der magnetokristallinen Anisotropie $\frac{2K}{\mu_0 M_S} = M_S - M_{eff}$. Damit kann für Py eine Anisotropiekonstante von $1.5 \cdot 10^5$ J/m³ bestimmt werden. Die Anisotropiekonstante ist positiv, folglich wirkt die Anisotropie der Formanisotropie entgegen. Die Schichtnormale ist somit hinsichtlich der magnetokristallinen Anisotropie die leichte Richtung der Magnetisierung. Für Co wird ebenfalls eine Anisotropiekonstante von $1.5 \cdot 10^5$ J/m³ bestimmt. Es sei jedoch angemerkt, dass an dieser Stelle nur eine uniaxiale Anisotropie senkrecht zur Schichtebene angenommen wurde. Zusätzliche Anisotropien in den Schichten können mit SQUID- und MOKE-Messungen nicht separiert werden. Es sei vorweg genommen, dass in diesem Probensystem nicht nur eine Anisotropie zu einer Reduzierung von M_{eff} gegenüber der Sättigungsmagnetisierung führt. Für die weitere Untersuchung der Anisotropien in den Schichten wird die FMR benutzt.

4.1.2.3 Ferromagnetische Resonanz an Schichten

Die ferromagnetische Resonanz als grundlegende Messmethode in dieser Arbeit wird zum einen benutzt, um die magnetischen Eigenschaften der Proben zu untersuchen und zu anderen, um den Einfluss des Spin-Transfer-Torque-Effektes auf die Dynamik der

Magnetisierung der freien Schicht in einer Ferromagnet/Nichtferromagnet/Ferromagnet-Dreilagstruktur zu erforschen.

Im Folgenden werden die FMR-Untersuchungen an Schichten vorgestellt, wobei der Polarisator (Co) und dann der Analysator (Py) einzeln charakterisiert werden. Danach wird diskutiert, wie sich die magnetischen Eigenschaften des Analysators durch den Polarisator in den Dreifachlagen verändern. Schließlich wird gezeigt, ob und wie sich die magnetischen Parameter durch die Strukturierung in Pillarstrukturen verändern.

Co-Schichten

Abbildung 4.7 zeigt FMR-Spektren einer 20 nm Co-Schicht aufgedampft auf Pt(10 nm)/Au(100 nm)/Cu(5 nm) und abgedeckt mit 5 nm Cu und 5 nm Au. Die Messungen wurden bei einer Mikrowellenfrequenz von 9.85 GHz durchgeführt, wobei der Winkel des externen Magnetfeldes relativ zur Probennormalen variiert wurde. In (a) sind exemplarisch die FMR-Spektren bei Messung in leichter Richtung der Magneti-

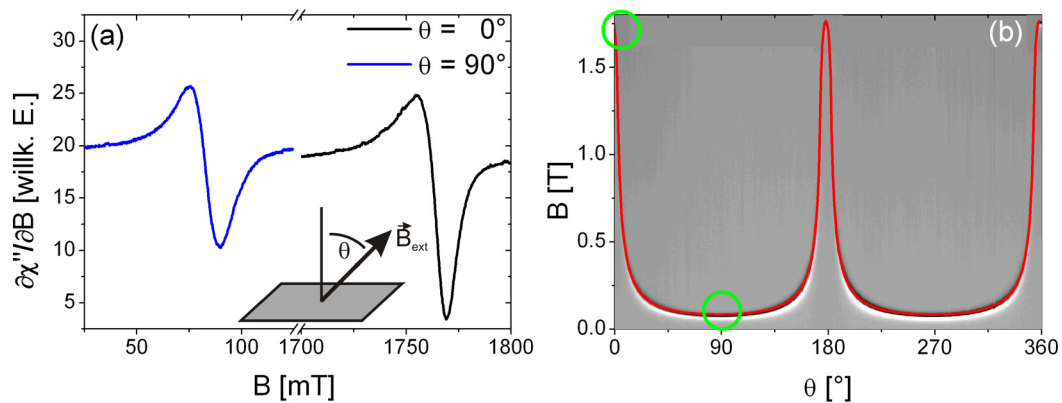


Abbildung 4.7: FMR-Spektren einer 20 nm dicken Co-Schicht auf 10 nm Pt, 100 nm Au und 5 nm Cu bei einer Mikrowellenfrequenz von 9.85 GHz. Die Richtung des externen Magnetfeldes wurde um den Polar-Winkel θ relativ zur Schichtnormalen variiert. In (a) ist exemplarisch die FMR-Messung in der leichten Richtung (blau) und schweren Richtung (schwarz) der Magnetisierung gezeigt. (b) zeigt die gesamte Winkelabhängigkeit, wobei die Intensität des FMR-Signals in Graustufen dargestellt wurde. Die rote Linie ist eine Berechnung der Resonanzfelder mit angepassten Anisotropieparametern.

sierung ($\theta=90^\circ$) und in schwerer Richtung ($\theta=0^\circ$) gezeigt. In leichter Richtung beträgt das Resonanzfeld der Magnetisierung 82 mT und in schwerer Richtung wird, aufgrund des hohen Entmagnetisierungsfeldes von Co, ein Resonanzfeld von 1.76 T gemessen. Es ist möglich, die FMR-Signalintensität in Graustufen darzustellen, wobei ein großes Signal einem hellen Kontrast und ein geringes Signal einem dunklen Kontrast entspricht. Das Resonanzfeld ist dann durch den Wechsel zwischen hellem und dunklem Kontrast gegeben. In (b) wurde die FMR-Spektren als Funktion des Winkels zwischen der Probenormalen und dem Magnetfeld in Graustufen dargestellt. Die Beispielspektren aus (a) sind bei den beiden grünen Kreisen in der kompletten Winkelabhängigkeit wieder zu finden. Man erkennt in der Darstellung eine 180° -Symmetrie des Resonanzfeldes. Bei jedem Winkel wurde aus dem FMR-Spektrum das Resonanzfeld bestimmt. Bei bekannter freien Energie des Ferromagneten ist es mit Hilfe von Gleichung 2.40 möglich, die Resonanzfelder für verschiedene Winkel des Magnetfeldes relativ zur Probe zu bestimmen. Hierfür wurde von Dr. A. Anisimov und Dr. J. Lindner ein Programm geschrieben, das mit gegebenen Anisotropieparametern, dem g-Faktor und der Mikrowellenfrequenz die Winkelabhängigkeit des Resonanzfeldes berechnet. Diese Parameter werden so lange variiert bis die experimentell bestimmten Resonanzfelder und die berechneten übereinstimmen und damit die Anisotropiekonstanten der Schicht bestimmt sind. Die berechneten Resonanzfelder sind als rote Linie in Abbildung 4.7 mit eingezeichnet. Für die Berechnung der Resonanzfelder wurden folgende Terme der freien Energie berücksichtigt:

$$\begin{aligned}
 F_d &= \frac{1}{2}\mu_0 M_S^2 \cos^2\theta \\
 F_{uni}^{oop} &= -k_{2\perp} \cos^2\theta \\
 F_{uni}^{ip} &= -k_{2\parallel} \sin^2\theta \cos^2(\phi - \phi_u) \\
 F_{Zee} &= -M_S B [\sin\theta \sin\theta_B \cos(\phi - \phi_B) + \cos\theta \cos\theta_B].
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

$k_{2\perp}$ und $k_{2\parallel}$ sind die Anisotropiekonstanten für eine uniaxiale Anisotropie senkrecht und parallel zur Schichtebene. Der g-Faktor für Co wurde aus [173] zu $g=2.15$ entnommen und die Magnetisierung ist mittels SQUID-Messungen bestimmt worden (vergleiche Kapitel 4.1.2.2). Die Anpassung der experimentellen Daten ist mit einer uniaxialen Anisotropie von $k_{2\perp} = 2.4 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$ senkrecht zur Schichtebene und $k_{2\parallel} = 1.1 \cdot 10^3 \text{ J/m}^3$ (siehe auch Abbildung 4.8) in der Ebene möglich. Die Schichtnormale ist also bezüglich der senkrechten uniaxialen Anisotropie die leichte Richtung der Magnetisierung. Der hier gefundene Wert für die uniaxiale Anisotropie senkrecht zur Schichtebene ist geringer als in der Literatur gefundene Werte für polykristalline

Co-Schichten [79, 174, 175]. Allerdings ist hier zu berücksichtigen, dass in dieser Arbeit die Co-Schicht auf einer Pt/Au/Cu-Schicht gewachsen wurde, welche die Struktur und somit die uniaxiale Anisotropie gegenüber einer direkt auf das Substrat aufgedampften Schicht verändern kann (vergleiche AFM- und TEM-Untersuchungen). Später wird gezeigt, wie sich eine unter dem Co befindliche Au-Schicht auf die Anisotropie im Co auswirkt.

In Abbildung 4.8 sind die FMR-Spektren für den Fall dargestellt, dass die Richtung des externen Magnetfeldes in der Schichtebene variiert wird. Man erkennt, gemäß Gleichung 2.24 für eine uniaxiale Anisotropie in der Schichtebene, eine \cos^2 -Abhängigkeit des Resonanzfeldes von Winkel ϕ in der Ebene. Die berechnete Winkelabhängigkeit des Resonanzfeldes ist als rote Linie in Abbildung 4.8 eingezeichnet. Die Ursache der uniaxialen Anisotropie in der Schichtebene ist nicht vollständig geklärt. Es gibt verschiedene Erklärungsansätze für deren Ursprung. Zum einen können durch den Aufdampfprozess Verspannungen innerhalb der Schicht zu einer Spannungsanisotropie führen [176] und zu anderem kann ein leicht schräger Aufdampfwinkel relativ zur Probennormalen ebenfalls zu einer uniaxialen Anisotropie in der Schicht führen [177].

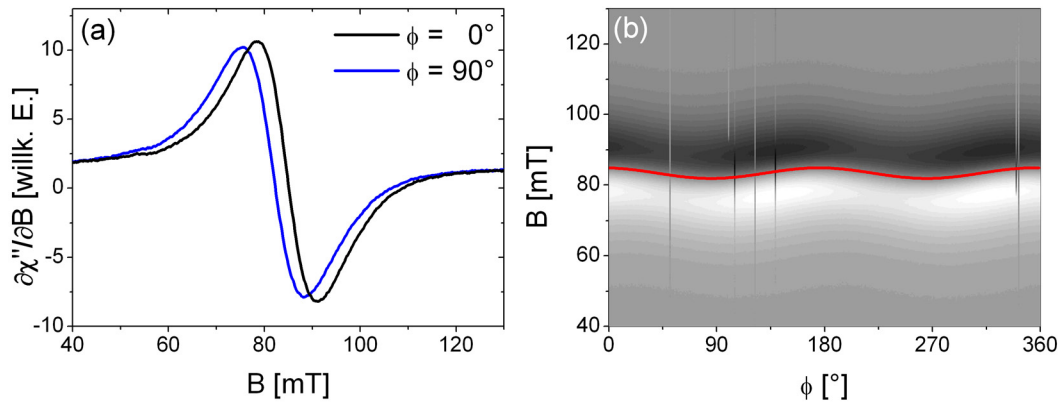


Abbildung 4.8: FMR-Spektren einer 20 nm dicken Co-Schicht bei einer Mikrowellenfrequenz von 9.85 GHz. Die Richtung des externen Magnetfeldes wurde in der Schichtebene variiert. (a) zeigt das Spektrum in leichter (blau) und schwerer (schwarz) Richtung der Magnetisierung und (b) die gesamte Winkelabhängigkeit.

Py-Schichten

Abbildung 4.9 zeigt FMR-Spektren einer 10 nm dicken Py-Schicht, die in polarer (a) und in azimuthaler Geometrie (b) gemessen wurde. Die Py-Schicht wurde auf 10 nm Pt, 100 nm Au und 5 nm Cu aufgedampft und mit 5 nm Cu und 5 nm Au abgedeckt. Auch hier wurden die berechneten Resonanzfelder durch Anpassung der Anisotropiekonstanten an die experimentell bestimmten Resonanzfelder angepasst (rote Linie in Abbildung 4.9). Neben einer uniaxialen Anisotropie senkrecht zur Schichtebene und in der Ebene, musste eine vierzählige Anisotropie $k_{4\perp}$ senkrecht zur Schichtebene (vergleiche Gleichung 2.23) angenommen werden, um die Anpassung zu erreichen. Mit der Verwendung der aus SQUID-Messungen bestimmten Magnetisierung gelang die Anpassung mit $k_{2\perp} = 2.0 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$ und $k_{4\perp} = -0.4 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$. Bezüglich der uniaxialen Anisotropie ist die Schichtnormale die leichte Richtung der Magnetisierung und im Fall der kubischen Anisotropie ist die Schichtnormale eine schwere Richtung. Aus den Anisotropiekonstanten und der Sättigungsmagnetisierung lässt sich die effektive Magnetisierung $M_{eff} = M_S - (2k_{2\perp}/\mu_0 M_S) - (2k_{4\perp}/\mu_0 M_S)$ zu $M_{eff} = 725 \pm 40 \text{ kA/m}$ bestimmen. Dieser Wert ist in sehr guter Übereinstimmung mit dem Wert von 730 kA/m, der in [178] für polykristallines Py gefunden wird, dass unter vergleichbaren Herstellungsbedingungen und mit einer vergleichbaren Konzentration von Fe und Ni hergestellt

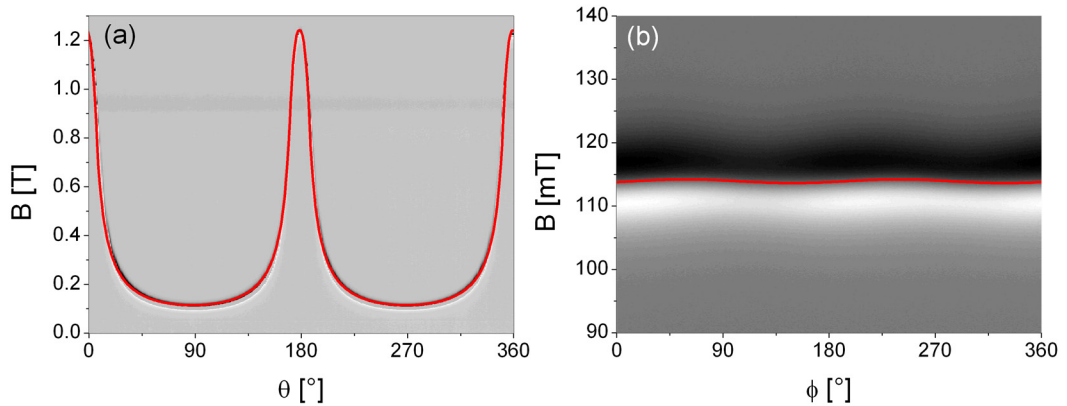


Abbildung 4.9: Winkelabhängige FMR-Spektren einer 10 nm Py-Schicht auf 10 nm Pt, 100 nm Au und 5 nm Cu gemessen bei Zimmertemperatur und bei 9.83 GHz. In (a) wurde der Winkel zwischen dem externen Magnetfeld in der Probennormalen variiert und in (b) ist das Magnetfeld in der Schichtebene orientiert.

wird. Auch hier besitzt das Py offenbar eine senkrechte Anisotropie, da für volumenartiges Py ohne senkrechte uniaxiale Anisotropie eine effektive Magnetisierung von etwa 950 kA/m folgen würde [179]. Die Existenz einer kubischen Anisotropie senkrecht zur Schicht deutet darauf, dass auch in der Schichtebene eine kubische Anisotropie vorhanden ist. Da deren Orientierung in jedem Kristallit der Schicht unterschiedlich ist, mittelt sie sich über die gesamte Schicht zu Null. Das Auftreten der kubischen Anisotropie kann auf die fcc-Struktur der Py-Kristallite zurückgeführt werden (vergleiche Kapitel 4.1.1.3). Aber auch eine tetragonale Verzerrung in der Py-Schicht könnte zu einem $k_{4\perp}$ führen [78]. Dies würde aber eine kubischen Anisotropie $k_{4\parallel}$ in der Schichtebene voraussetzen, die jedoch in einer polykristallinen Schicht nicht gemessen werden kann.

Die uniaxiale Anisotropie in der Schichtebene wurde aus winkelabhängigen Messungen bestimmt, bei denen der Winkel des Magnetfeldes in der Schichtebene variiert wurde (Abbildung 4.9 (b)). Die Anisotropie in der Schichtebene ist mit $k_{2\parallel} = 150 \text{ J/m}^3$ sehr klein, wie es für polykristallines Py zu erwarten ist [73, 180].

Frequenzabhängigkeit

Für die Berechnung des STT und für die mikromagnetischen Rechnungen ist es nötig, neben der Magnetisierung und den Anisotropienkonstanten, auch den g-Faktor und die intrinsische Dämpfung der Py-Schichten zu kennen. Aus diesen Grund wurden frequenzabhängige Messungen bei Zimmertemperatur an diesen Schichten durchgeführt, da nur dadurch die unterschiedlichen Dämpfungsbeiträge voneinander getrennt werden können.

In Abbildung 4.10 (a) ist das Quadrat der Mikrowellenfrequenz als Funktion des Resonanzfeldes gezeigt. Die schwarzen Punkte sind die Messwerte und die rote Linie ist deren Anpassung mit einer quadratischen Funktion. Das externe Magnetfeld ist in der Schichtebene orientiert, so dass gemäß Gleichung 2.38 der g-Faktor proportional zum Vorfaktor des quadratischen Gliedes im Resonanzfeld ist. Aus der Anpassung folgt für den g-Faktor $g = 2.14 \pm 0.02$ und ist in guter Übereinstimmung mit den in [181, 182] gefundenen Werten.

Für die Bestimmung der Dämpfung α ist die FMR-Linienbreite als Funktion der Mikrowellenfrequenz aufzutragen (Abbildung 4.10 (b)). Eine lineare Abhängigkeit der Linienbreite von der Frequenz lässt darauf schließen, dass nur Gilbert-artige Magnon-Phonon-Wechselwirkung zur Dämpfung beiträgt. Die Steigung der Ausgleichsgerade ist dabei gemäß Gleichung 2.44 proportional zur Dämpfungskonstante α , die hier zu

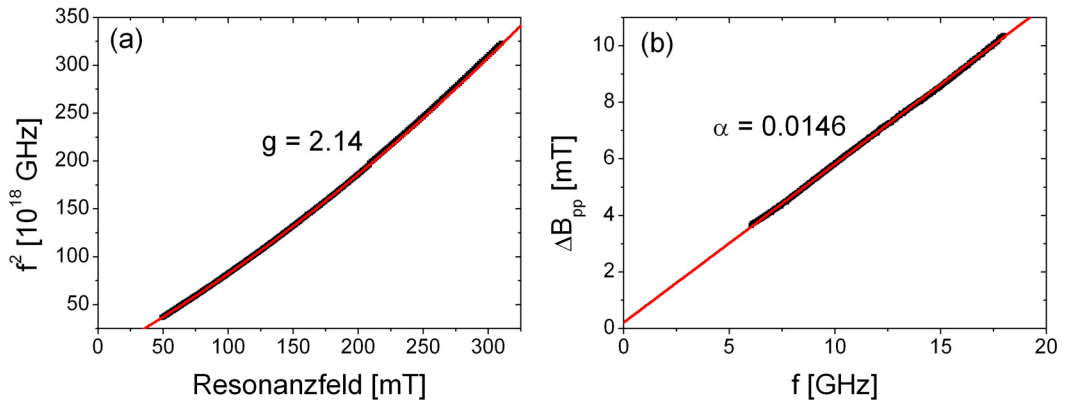


Abbildung 4.10: Frequenzabhängige FMR-Messungen an einer 10 nm Py-Schicht bei Zimmertemperatur. (a) zeigt das Quadrat der Mikrowellenfrequenz als Funktion des Resonanzfeldes bei einem in der Schichtebene orientierten Magnetfeld. (b) zeigt die zugehörige Linienbreite als Funktion der Mikrowellenfrequenz.

0.0146 ± 0.0029 bestimmt wird. Diese Dämpfungskonstante entspricht den in der Literatur präsentierten Werten für dünne polykristalline Py-Schichten gemessen mit FMR [183]. Die Linienbreite bei $f=0$ GHz entspricht der frequenzunabhängigen inhomogenen Linienverbreiterung durch magnetische Inhomogenitäten in der Probe [184, 185]. Die inhomogene Linienbreite wird zu $\Delta B_{inhom} = 0.21 \pm 0.01$ mT bestimmt. Dieser Wert ist verglichen mit Werten aus anderen Arbeiten [88, 185] sehr klein. Es sei betont, dass weitere Dämpfungsbeiträge, wie Magnon-Magnon-Wechselwirkung, hier nicht beobachtet werden konnten. Diese frequenzabhängigen Beiträge sind im Allgemeinen nicht proportional zur Mikrowellenfrequenz [79, 186].

Co/Cu/Py-Schicht

Im Folgenden wird diskutiert, wie sich die Polarisatorschicht auf die Anisotropien der Py-Schicht auswirkt.

Abbildung 4.11 zeigt die winkelabhängige FMR-Messung an einer Co/Cu/Py-Dreilagenschicht gemessen bei Zimmertemperatur und einer Mikrowellenfrequenz von 9.5 GHz. Die Co(20 nm)/Cu(8 nm)/Py(10 nm)-Schicht wurde auf 10 nm Pt, 100 nm Au und 5 nm Cu aufgedampft und mit 5 nm Cu und 5 nm Au abgedeckt. Diese Schicht

unterscheidet sich gegenüber der Py-Einzelschicht nur durch eine weitere Co- und Cu-Schicht unter dem Py. Ist das Magnetfeld in der Schicht orientiert ($\theta = 90^\circ$ und 270°), besitzt Co gegenüber Py aufgrund der höheren Magnetisierung das geringere Resonanzfeld. In polarer Geometrie muss die Formanisotropie überwunden werden, so dass Co verglichen zu Py das höhere Resonanzfeld besitzt. Das Resonanzfeld der Co-Schicht in polarer Geometrie ist in Abbildung 4.11 nicht zu erkennen, da die Messungen nur bis zu einem Feld von 1.6 T durchgeführt wurden.

Um diese Messungen mit den Messungen an Py-Einzelschichten zu vergleichen, ist die Winkelabhängigkeit des Resonanzfeldes (aus Abbildung 4.9) als rote Linie mit eingezeichnet. Man erkennt nur eine geringfügige Abweichung zwischen der Einzelschicht und der Dreilagenschicht, die durch das veränderte Wachstum von Py auf der Co/Cu-Schicht verursacht wird. In der schweren Richtung der Magnetisierung wird in der

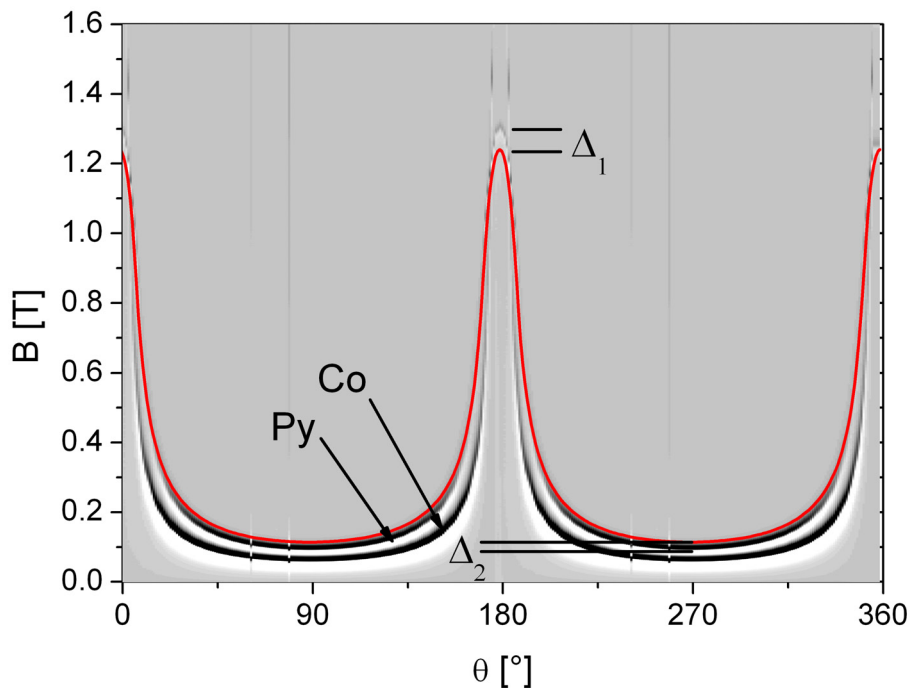


Abbildung 4.11: Winkelabhängige FMR-Spektren einer Co/Cu/Py-Schicht gemessen bei Zimmertemperatur und 9.5 GHz. Neben dem FMR-Signal, das in Graustufen dargestellt ist, ist der Verlauf des Resonanzfeldes einer Py-Einzelschicht aus Abbildung 4.9 als rote Linie dargestellt.

Dreilagenschicht das Resonanzfeld um $\Delta_1 = 67$ mT gegenüber der Py-Einzelschicht erhöht und in der leichten Richtung verringert sich das Resonanzfeld um $\Delta_2 = 15$ mT. Die Auswertung der Winkelabhängigkeit des Resonanzfeldes von Py führt auf eine effektive Magnetisierung von $M_{eff} = 789 \pm 20$ kA/m und ist somit um 8% gegenüber der Py-Einzelschicht erhöht. Damit hat sich die uniaxiale senkrechte Anisotropie in der Py-Schicht durch die darunter liegende Co/Cu-Schicht etwas reduziert.

Die Linienbreite des Py-Signals wird jedoch durch die zusätzliche Co/Cu-Schicht stark beeinflusst. So wird in der leichten Richtung der Magnetisierung für die Py-Einzelschicht eine Linienbreite von 5.7 mT gemessen. In der Dreilagenschicht besitzt Py eine Linienbreite von 10.2 mT. Auch in der polaren Messgeometrie ist eine Linienbreitenzunahme zu beobachten. Die Gilbert-Dämpfung sollte sich nicht ändern, da die Py-Schicht und die an Py angrenzenden Cu-Schichten nicht verändert wurden und sich damit die „chemische Umgebung“ von Py nicht verändert hat. Der Anstieg der Linienbreite könnte durch zusätzliche extrinsische Dämpfungsbeiträge durch die Schichtpräparation verursacht werden. Beispielsweise wurde in Kapitel 4.1.1.3 gezeigt, dass die Schichtrauigkeit mit zunehmender Schichtdicke größer wird und somit kann sich die inhomogene Linienbreite vergrößern. Aber auch Einflüsse des Dipolfeldes der unter der Py-Schicht gewachsenen Co-Schicht, die möglicherweise eine sehr große Rauigkeit besitzt, kann für Zunahme der Py-Linienbreite verantwortlich sein.

Für die Untersuchung des STT müssen die Co/Cu/Py-Pillarstrukturen von unten und oben elektrisch mit Au kontaktiert werden. Wie schon gezeigt wurde, hat die untere Au-Schicht Einfluss auf das Wachstum der Schichten und somit auch Einfluss auf die Anisotropie und die Linienbreite der Co- und Py-Schicht. Um die Stromdichte in den Au-Kontakten und somit deren Erwärmung der Probe im Experiment gering zu halten, sollte der Querschnitt der Au-Schichten möglichst groß gewählt werden. In Abbildung 4.12 sind die FMR-Spektren in azimuthaler Messgeometrie von Co/Cu/Py-Schichten gezeigt, die auf unterschiedlich dicke Au-Schichten aufgedampft wurden. Ausgehend von einer 30 nm dicken Au- BUFFERSCHICHT nehmen die Resonanzfelder der Co- und Py-Schichten um 11 mT beziehungsweise um 10 mT zu, wenn die Au-Schichtdicke auf 200 nm erhöht wird. Die Messungen wurden auch in polarer Orientierung des externen Magnetfeldes durchgeführt und es wird eine Abnahme des Resonanzfeldes mit steigender Au-Schichtdicke gefunden. Folglich nimmt durch die erhöhte Au-Schichtdicke auf 200 nm die effektive Magnetisierung um 14% bei Co und um 10% bei Py ab und damit die senkrechte Anisotropie beider Schichten zu. Zusätzlich nimmt auch die Linienbreite für die Co-Schicht um 12 mT und für die Py-Schicht um 8 mT zu, wenn die Au-Schichtdicke von 30 nm auf 200 nm erhöht wird. Die Zunahme

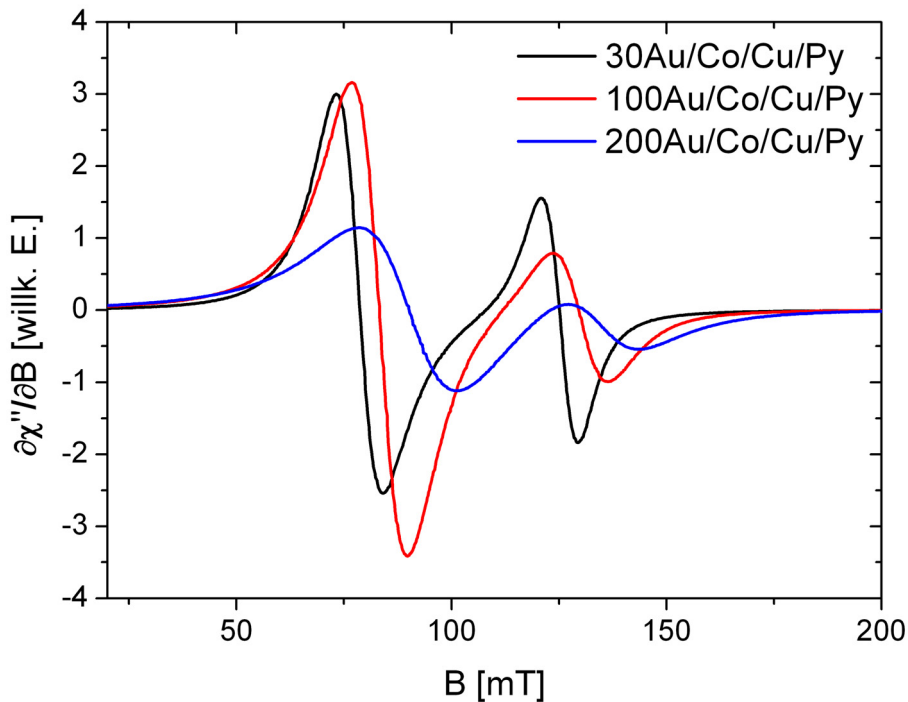


Abbildung 4.12: FMR-Spektren von Co/Cu/Py-Schichten mit unterschiedlich dicker Au-Buffererschicht. Mit zunehmender Au-Schichtdicke nimmt das Resonanzfeld und die Linienbreite von Co und Py zu.

der Rauigkeit durch die Au-Schicht, die auch in den AFM-Messungen (Kapitel 4.1.1.1) beobachtet wurde, ist wahrscheinlich die Ursache für die starke Linienbreitenzunahme sein.

Die Untersuchungen zeigen, dass es gelungen ist, durch die Probenpräparation Einfluss auf die FMR-Linienbreite der ferromagnetischen Schichten zu nehmen. Für die FMR-Messungen hinsichtlich des STT wurde eine Au-Schichtdicke von 100 nm gewählt, um zum einen die Querschnittsfläche der Au-Schicht möglichst groß zu halten und um auf der anderen Seite die Linienbreite der Co- und Py-Schicht zu minimieren.

4.1.3 Untersuchungen an strukturierten Proben

Für die Herstellung von Pillarstrukturen mit glatten Kanten und möglichst rechteckigem Kantenprofil, ist bei der EBL die Verwendung eines PMMA-Lackes mit unterkehligem Profil unumgänglich. Ein solches Lackprofil ist in Abbildung 4.13 (a) gezeigt. Hier wurde der PMMA-Lack entlang einer Linie mit dem Elektronenstrahl belichtet und danach entwickelt. Im Anschluss wurde die Probe senkrecht zur Linie gespalten und die Spaltkante mit dem SEM betrachtet. Man erkennt das ausgeprägte unterkehliges Lackprofil, welches für diesen dicken Lack des Typs 600k7% typisch ist [153]. Der Querschnitt des Lackes wurde rot eingefärbt, um ihn besser sichtbar zu machen. Mit diesem Lackprofil und senkrechtem Aufdampfwinkel bezüglich der Substratoberfläche ist eine auf den Lack aufgedampfte Metallschicht von der auf das Substrat gedampften Schicht völlig entkoppelt und es entstehen beim folgenden Lift-off-Prozess keine Abrisskanten, die eine weitere Prozessierung der Probe erschweren. Abbildung 4.13 (b) zeigt eine Co/Cu/Py-Pillarstruktur nach dem Lift-off. Der homogene Kontrast über die ganze Pillarstruktur zeigt, dass sich durch den Lift-off keine Abrisskanten gebildet haben und die Strukturen eine glatte Kante mit nahezu rechteckigem Profil aufweisen. Am Rand der Struktur erscheint der Kontrast etwas heller, was auf die erhöhte Austrittswahrscheinlichkeit der Elektronen an den Kanten gegenüber den Elektronen in der Mitte der Fläche zurückzuführen ist. Im Schreibprogramm der EBL wurde für diese Struktur ein Quadrat mit einer Kantenlänge von $5\ \mu\text{m}$ gewählt. Wie man erkennt, ist die Struktur an den Kanten etwas deformiert. Die Struktur erscheint nach

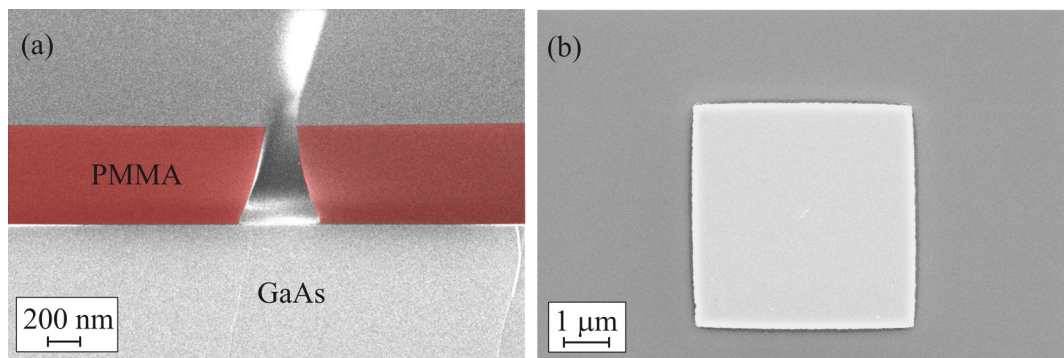


Abbildung 4.13: (a) SEM-Aufnahme des Lackprofils des 600k7%-PMMA-Lackes im Querschnitt. (b) SEM-Aufnahme einer Co/Cu/Py-Pillarstruktur mit quadratischer Grundfläche und einer Kantenlänge von $5\ \mu\text{m}$.

aussen „aufgebläht“. Diese Verzerrung ist auf den sogenannten Proximity-Effekt zurückzuführen [187, 188], bei dem über die rückgestreuten Elektronen aus der Probe, der zu belichtende Bereich der Probe und somit die Metallstruktur zusätzlich verbreitert wird. Diese Verbreiterung der Struktur hat im Nullfeld Einfluss auf die Orientierung der magnetischen Momente am Probenrand, da sich auch das Streufeld durch die gekrümmten Kanten ändert. Die genaue Struktur der Kanten hat jedoch auf den

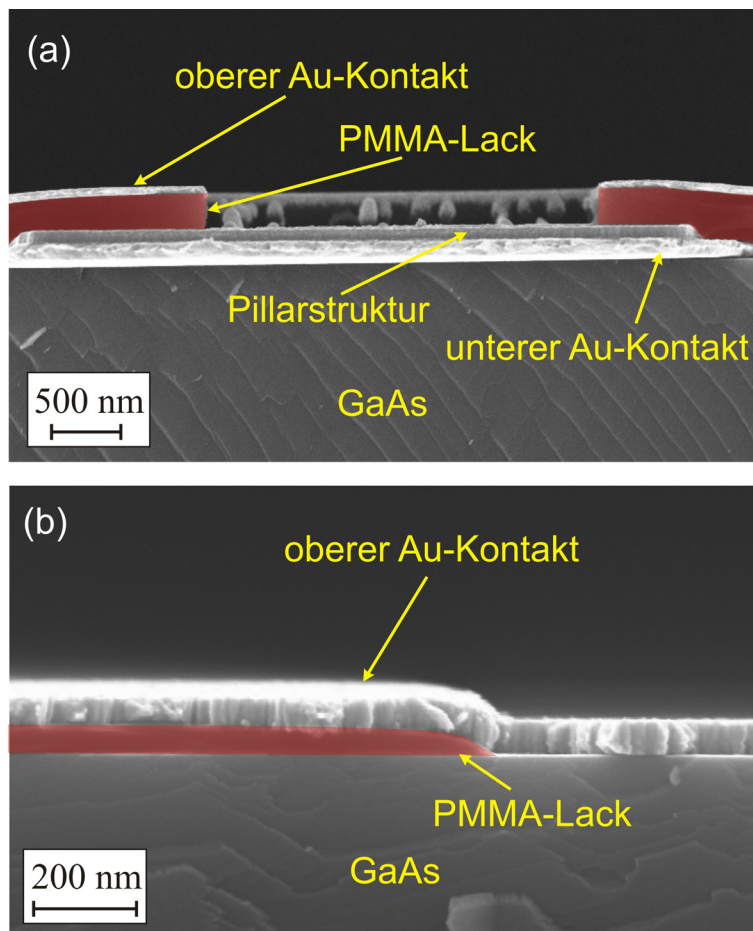


Abbildung 4.14: SEM-Aufnahme einer kontaktierten Pillarstruktur im Querschnitt (a). Durch das rechteckige Kantenprofil des Lackes ist es möglich, dass der obere Au-Kontakt und die Pillarstruktur nicht miteinander verbunden sind. Das inverse unterkehliges Lackprofil in (b) verbessert den Kontakt zwischen der oberen Au-Zuleitung und der Pillarstruktur.

Entmagnetisierungsfaktor der Schicht nur wenig Einfluss (zumindest bei den in dieser Arbeit präparierten Mikrometer-großen Strukturen). Folglich wird die uniforme Mode bei der ferromagnetischen Resonanz auch nur wenig beeinflusst [103, 189].

Neben der lateralen Beschaffenheit der Probe, ist die Kontaktierung der Pillarstrukturen durch den oberen Au-Kontakt entscheidend für den Stromfluss durch die Struktur. Abbildung 4.14 (a) zeigt eine SEM-Aufnahme einer $5\ \mu\text{m}$ großen Pillarstruktur im Querschnitt, die auf einen unteren Au-Kontakt präpariert und von oben mit Au kontaktiert wurde. Das Loch für die Öffnung der oberen Lackschicht hat eine Größe von $3 \times 3\ \mu\text{m}^2$. Die PMMA-Lackschicht (rot eingefärbt) dient zur elektrischen Isolierung des oberen und unteren Au-Kontaktes. In der Abbildung erkennt man, dass durch das rechteckige Lackprofil möglicherweise der obere Au-Kontakt nicht mit der Pillarstruktur verbunden ist. Durch die in Kapitel 3.1.3 beschriebene Doppelbelichtung des Lackes mit unterschiedlicher Dosis kann dieses rechteckige Lackprofil vermieden werden. In Abbildung 4.14 (b) ist das modifizierte Lackprofil im Querschnitt gezeigt. Von links nach rechts erkennt man eine stetige Abnahme in der Lackschichtdicke, wodurch der Kontakt zwischen der oberen Au-Zuleitung und der Pillarstruktur verbessert wird.

4.1.3.1 Magnetowiderstandsmessung an einzelnen Pillarstrukturen

In Abbildung 4.15 sind GMR-Messungen an Co/Cu/Py-Pillarstrukturen mit einer lateralen Größe von $10 \times 10\ \mu\text{m}^2$ und $1 \times 1\ \mu\text{m}^2$ dargestellt. Die Messungen wurden bei 4.2 K und einem in der Schichtebene orientierten Magnetfeld durchgeführt. Bei der Messung an der $10 \times 10\ \mu\text{m}^2$ großen Struktur erkennt man das klassische Widerstandsverhalten, einen geringen Widerstand bei paralleler Orientierung der Magnetisierungen der Co- und Py-Schicht und einen hohen Widerstand bei antiparalleler Orientierung. Die rot markierte Messung ist eine Referenzmessung, bei der das Magnetfeld nicht entgegen der Magnetisierungsrichtung angelegt wurde, sich die Magnetisierungen somit nicht antiparallel einstellen. Ein scharfes Schaltverhalten der Magnetisierung ist in den Messungen nicht zu beobachten, da die Schichten über ausgeprägte Domänenbildung ummagnetisieren. Dieses Verhalten wurde auch bei rechteckigen Strukturen im Mikrometer-Bereich beobachtet [190, 191]. Neben den Widerstandsmaxima, wenn sich die Magnetisierungen der beiden Schichten antiparallel einstellen, kann eine Abnahme im Widerstand zu höheren Magnetfeldern beobachtet werden. Hier werden die magnetischen Momente an den Rändern der Probe, die durch die Formanisotropie nicht in Feldrichtung orientiert sind, in Richtung des Feldes gedreht. Aufgrund der

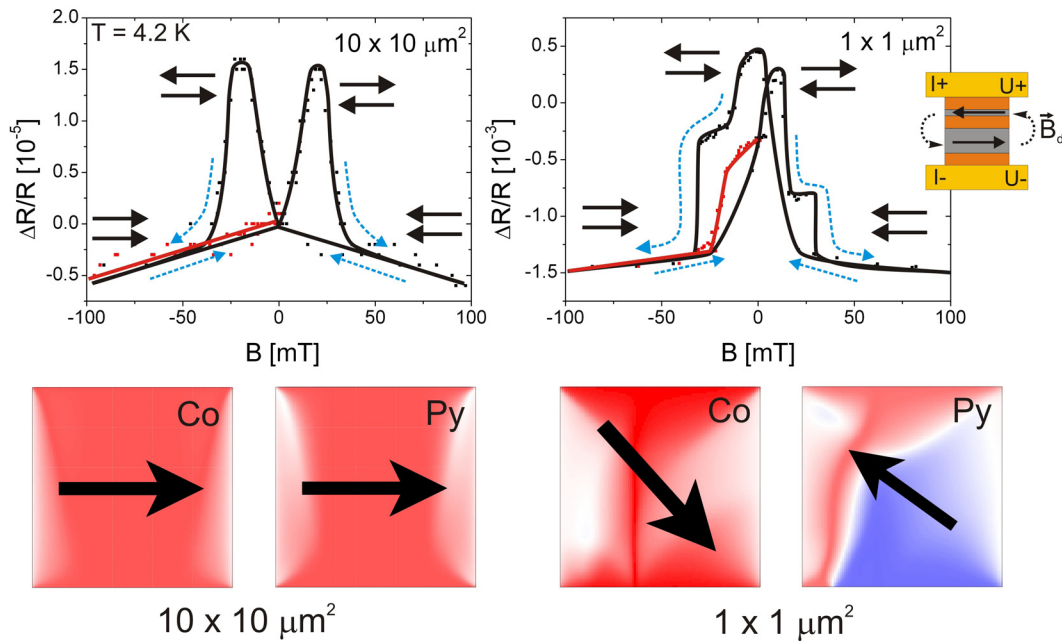


Abbildung 4.15: GMR-Messung an zwei Pillarstrukturen mit einer Größe von $10 \times 10 \mu\text{m}^2$ und $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ gemessen bei 4.2 K und einem in der Schichtebene orientierten Magnetfeld. Der Messverlauf wird durch die blauen Pfeile angezeigt. Die Linien sollen das Auge des Lesers führen. Die Orientierung der magnetischen Momente in Remanenz wurde mit OOMMF berechnet. Die Strukturen wurden zuvor in $+x$ -Richtung aufmagnetisiert. Der rote Farbcode symbolisiert eine Orientierung in $+x$ -Richtung und blau zeigt die Orientierung in $-x$ -Richtung. Pfeile zeigen die Richtung der mittleren Magnetisierung in der Co- und der Py-Schicht.

unterschiedlichen Magnetisierung der Schichten ist dieses Verhalten auch im GMR zu sehen.

Das Ummagnetisierungsverhalten der $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ -Struktur unterscheidet sich von dem Verhalten der großen Struktur. Ausgehend von der Sättigung im hohen Magnetfeld, steigt der Widerstand schon vor Erreichen von $B=0$ T an. Im Nullfeld ist dieser nahezu maximal. Wird das Feld in Gegenrichtung angelegt, nimmt der Widerstand stufenförmig ab und erreicht sein Minimum bei etwa 25 mT. Auch hier ist eine weitere Widerstandsabnahme zu größeren Feldern aufgrund der Ausrichtung der magne-

tischen Momente an den Rändern der Struktur zu erkennen. Dieses Verhalten kann anhand von OOMMF-Rechnungen verstanden werden. Unter den Messkurven der beiden Strukturen ist die Verteilung der magnetischen Momente in der Co- und in der Py-Schicht in Remanenz dargestellt. Eine rote Farbe symbolisiert eine Orientierung der magnetischen Momente in +x-Richtung und eine blaue Farbe die Orientierung in -x-Richtung. Der Pfeil zeigt die mittlere Orientierung der Magnetisierung einer Schicht. Man erkennt bei der großen Struktur, wie sich beide Magnetisierungen in Remanenz parallel ausrichten. Nur eine geringe Anzahl von Momenten am Rand der Struktur (weiß dargestellt) sind aufgrund der Formanisotropie nicht in x-Richtung ausgerichtet und führen unter Einfluss des externen Feldes zu der Abnahme im Widerstand. In der kleinen Struktur sind die mittleren Magnetisierungen der beiden Schichten in Remanenz nahezu antiparallel orientiert. Hierbei koppeln die magnetischen Momente über das Streufeld der Schichten miteinander und richten die Magnetisierung der magnetisch weicheren Schicht antiparallel zur Magnetisierung der anderen Schicht aus. Diese Streufeldkopplung für die kleinen Strukturen ist schematisch in Abbildung 4.15 oben rechts skizziert. Zusätzlich erkennt man anhand des Farbcodes eine unregelmäßige Domänenstruktur innerhalb der Schichten. Die Stufen in der Widerstandsmessung deuten auf ein Pinnen dieser Domänen an den Rändern der Schicht [192]. Das Pinnen kann mit OOMMF nicht dargestellt werden, da hier von perfekten Rändern ausgegangen wird, an denen kein Pinnen auftritt.

Für die FMR bedeutet die Kopplung beider Schichten, dass sich durch die Strukturierung das Resonanzfeld der Py-Schicht zu höheren Feldern verschiebt, da gerade das Streufeld der Co-Schicht vom externen Feld kompensiert werden muss. Während der FMR-Messung befindet sich die Probe in einem externen Magnetfeld und die unregelmäßige Domänenstruktur, die in Remanenz beobachtet wird, ist bei der FMR nicht relevant.

4.1.3.2 Messungen an in Reihe geschalteten Pillarstrukturen

Bei Zimmertemperatur ist es möglich, auch den Magnetowiderstand in Reihe geschalteter Pillarstrukturen zu messen. Abbildung 4.16 zeigt schematisch die in Reihe verbundenen Co/Cu/Py-Pillarstrukturen. Die Widerstandsmessungen werden überwiegend an Strukturen mit einer lateralen Größe von $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ durchgeführt, da diese der Größe der verwendeten Strukturen entspricht, die für die Untersuchung des STT verwendet werden. Die Reihenschaltung der Pillarstrukturen hat den Vorteil, dass die

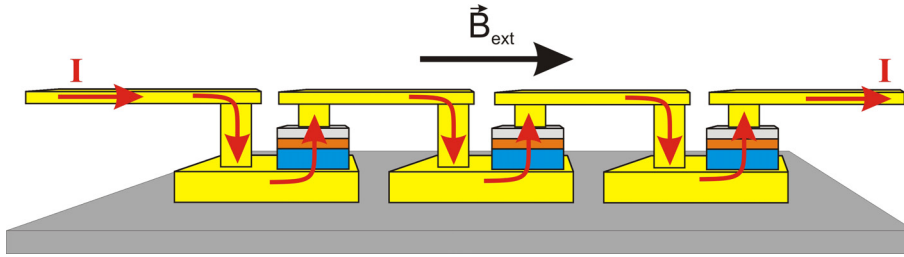


Abbildung 4.16: Schematische Darstellung der in Reihe verbundenen Pillarstrukturen. Der eingepreßte Strom durchläuft alle Strukturen in gleicher Richtung.

Stromdichte in den Strukturen maximiert wird und der Strom durch alle Pillarstrukturen in gleicher Richtung fließt.

In Abbildung 4.17 ist die Widerstandsänderung als Funktion des in der Schichtebene orientierten Magnetfeldes gezeigt. Ausgehend von $B=0$ T erkennt man mit zunehmendem Magnetfeld eine starke Abnahme im Widerstand bis zu einem Feld von etwa 10 mT. Ab diesem Feldwert nimmt der Widerstand linear mit zunehmendem Feld ab. Dieses Verhalten steht zunächst im Kontrast zur Messung bei tiefen Temperaturen. In der hier gezeigten Messung ist der maximale Widerstand beziehungsweise der größte Winkel zwischen den Magnetisierungen beider Schichten bei $B=0$ T gegeben und der Winkel wird kleiner, wenn ein externes Magnetfeld angelegt wird. Um dieses Verhalten zu verstehen, wurde ebenfalls die Orientierung der magnetischen Momente in einer Pillarstruktur mit OOMMF berechnet. In Abbildung 4.17 ist diese Orientierung für die Co- und Py-Schicht in Remanenz dargestellt. Eine rote Färbung zeigt die Ausrichtung in x-Richtung und weiß eine Orientierung in y-Richtung. Der Pfeil symbolisiert die mittlere Richtung der Magnetisierung in der Schicht. Die Streufeldkopplung zwischen beiden Schichten verursacht jedoch einen kleinen Winkel zwischen ihnen. Dieser Winkel verringert sich bei Anlegen eines externen Magnetfeldes und verursacht eine Abnahme im Widerstand durch den GMR. Bei einem Feld von 10 mT sind beide Magnetisierungen in Richtung des Feldes orientiert. Offensichtlich wird also das Maximum im Widerstand bei $B=0$ T durch den kleinen Winkel zwischen den Magnetisierungen von Co und Py verursacht. Wird das Magnetfeld erhöht, werden die Magnetisierungen vollständig parallel zueinander ausgerichtet und der GMR verschwindet. Legt man das Magnetfeld in Gegenrichtung an, bewirkt das geringe Pinnen der Domänenwände in der Schicht (vergleiche auch SQUID-Messungen in Abbildung 4.6), dass beide Magnetisierungen gleichermaßen in Richtung des Feldes gedreht werden, die Magnetisierungen sich also nicht antiparallel einstellen und somit keinen Beitrag zum GMR

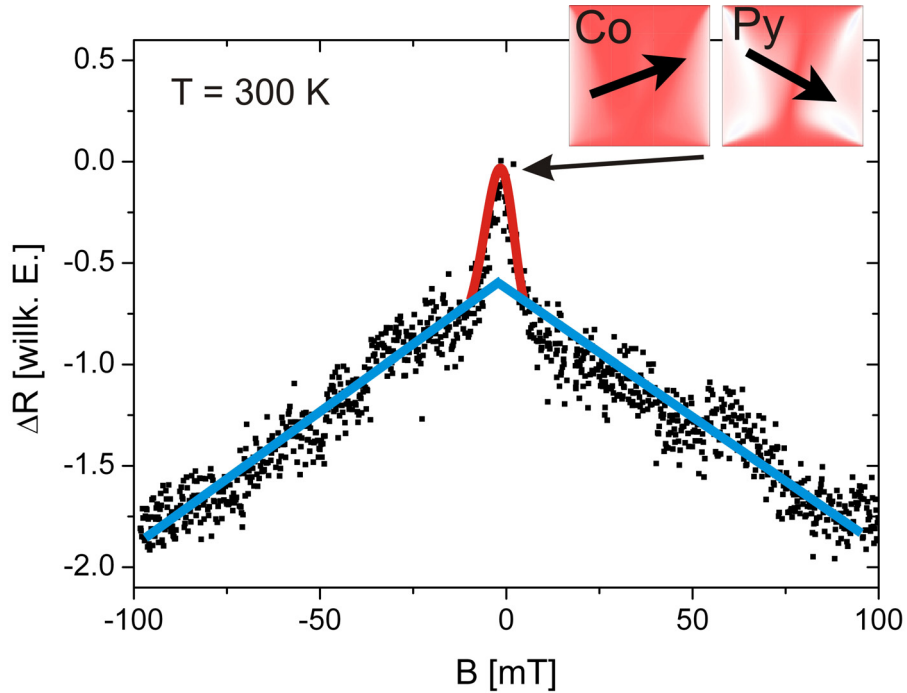


Abbildung 4.17: Magnetowiderstandsmessung an 200 in Reihe geschalteten Pillarstrukturen mit einer Größe von jeweils $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ gemessen bei Zimmertemperatur. Das Magnetfeld ist in der Schichtebene orientiert. Der Beitrag zur Widerstandsänderung aufgrund des GMR ist rot markiert und blau ist der Anteil durch den Spin-Disorder-Magnetowiderstand. Die Orientierung der magnetischen Momente in der Struktur in Remanenz gerechnet mit OOMMF ist ebenfalls dargestellt.

liefern. Im Gegensatz dazu verstärkt sich das Pinnen bei tiefen Temperaturen [193], was an den Stufen in der Widerstandsmessung (Abbildung 4.15) zu erkennen ist. Dadurch kann der Winkel zwischen den beiden Magnetisierungen beim Ummagnetisieren verglichen mit der Messung bei Zimmertemperatur größer werden und das Maximum im Widerstand ist für $B \neq 0$ T gegeben.

Wird das Magnetfeld auf Werte oberhalb $B=10$ mT weiter erhöht, werden die magnetischen Momente am Rand der Pillarstruktur, die aufgrund der Formanisotropie verkippt sind, in Richtung des Feldes gedreht. Wie auch bei der Tieftemperaturmessung, bewirken diese Momente einen Widerstandsbeitrag zum GMR. Zusätzlich ist dem GMR der Widerstandsbeitrag durch den Spin-Disorder-Magnetowiderstand über-

lagert, der im Gegensatz zu den Messungen bei tiefen Temperaturen hier nicht unterdrückt ist [194].

Widerstandsmessung - Effizienz der Kühlung

Bei der Untersuchung des Spin-Transfer-Torque-Effektes mittels ferromagnetischer Resonanz werden Stromdichten benutzt, die zu einer Erwärmung der Probe führen können. Die Erwärmung der Probe muss jedoch vermieden werden, da in diesem Fall die Magnetisierungsdynamik nicht mehr durch die von Slonczewski erweiterte Landau-Lifshitz-Gleichung (Gleichung 2.63) mit den zuvor bestimmten Parametern zu beschreiben ist. Ein weiterer Grund, der eine Kühlung der Probe notwendig macht, ist deren thermische Stabilität. Die Probe kann zwar kurzzeitig eine hohe Temperatur überstehen, bei einer FMR-Messung muss sie dieser thermischen Belastung jedoch ei-

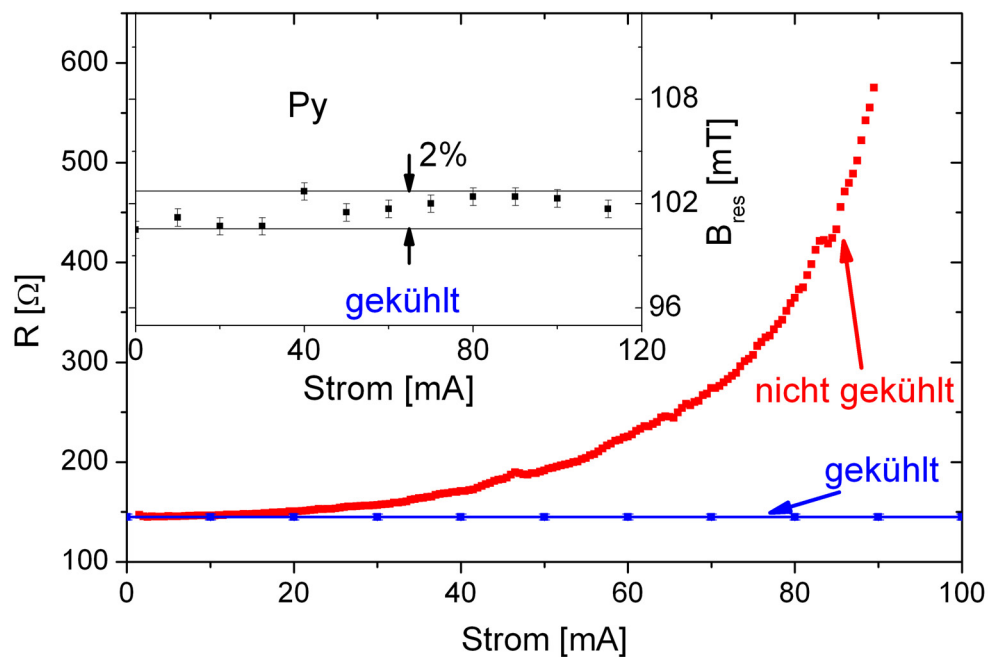


Abbildung 4.18: Widerstand als Funktion des eingepprägtem Stromes für in Reihe verbundene Pillarstrukturen. Im Inset ist das Resonanzfeld der Py-Schicht als Funktion des Stromes für den Fall dargestellt, dass die Probe durch Stickstoff gekühlt wird.

nige Minuten standhalten. In dieser Arbeit wird die Erwärmung der Probe mit Hilfe einer Kühlapparatur (siehe Kapitel 3.3.2) verhindert.

In Abbildung 4.18 ist der Widerstand von 100 in Reihe geschalteten Co/Cu/Py-Pillarstrukturen als Funktion des eingepprägten Stromes gezeigt, wobei ein Strom von 100 mA einer Stromdichte von $4 \cdot 10^9$ A/m² entspricht. Ausgehend von einem Widerstand von 147 Ω bei kleinen Strömen, steigt der Widerstand mit zunehmender Stromstärke deutlich an, wenn die Probe nicht gekühlt wird. Aus dem Anstieg im Widerstand kann die Temperaturänderung der Probe abgeschätzt werden. Bei einem maximalen Strom von 90 mA, der bei dieser Probe einer Leistung von 4.6 W entspricht, hat sich die Temperatur um etwa 470 K erhöht und die Probe hat schon fast die Curie-Temperatur von Py erreicht. Die Ursache für diese starke Erwärmung ist die unzureichende Wärmeabfuhr in das Substrat und in die elektrischen Zuleitungen. Jede Pillarstruktur ist eine Wärmequelle und deren dichte Anordnung auf dem Substrat behindert den Wärmeabtransport. Der elektrische Widerstand der gesamten Reihenschaltung wird im Wesentlichen vom Widerstand der Pillarstrukturen bestimmt. Der Widerstand der Zuleitungen beträgt nur etwa 5 Ω und ist somit vernachlässigbar klein. Damit ist der gemessene Widerstand der gesamten Reihenschaltung ein Maß für den Widerstand der Pillarstrukturen und für deren Temperatur. Bei der Kühlung wird die Temperatur und der Gasfluss des Stickstoffgas so geregelt, dass der Widerstand der Probe und folglich die Temperatur der Pillarstrukturen konstant bleibt. Auch anhand des Resonanzfeldes der Py-Schicht kann eine mögliche Temperaturänderung verfolgt werden. Mit steigender Temperatur nimmt die Magnetisierung ab und dementsprechend das Resonanzfeld zu (wenn in leichter Richtung der Magnetisierung gemessen wird). Durch die Kühlung kann das Resonanzfeld auf 2% konstant gehalten werden, was einer Temperaturstabilität von etwa 10 K entspricht.

4.1.3.3 Ferromagnetische Resonanz an strukturierten Proben

In Abbildung 4.19 ist das FMR-Spektrum von 200 in Reihe geschalteter Co/Cu/Py-Pillarstrukturen gezeigt. Die Strukturen besitzen eine Größe von 5×5 μm^2 . Zum Vergleich ist zusätzlich das Spektrum einer Co/Cu/Py-Schicht gezeigt, um darzustellen, welchen Einfluss die Strukturierung der Pillarstrukturen auf die magnetischen Parameter der ferromagnetischen Schichten hat. Sowohl die Schicht als auch die Pillarstrukturen sind auf 10 nm Pt, 100 nm Au und 5 nm Cu präpariert. Darüber hinaus ist die Orientierung der magnetischen Momente für zwei Magnetfeldwerte gezeigt, die mit OOMMF berechnet wurde. Hierzu wurde, wie in Kapitel 3.3.4 beschrieben, ein

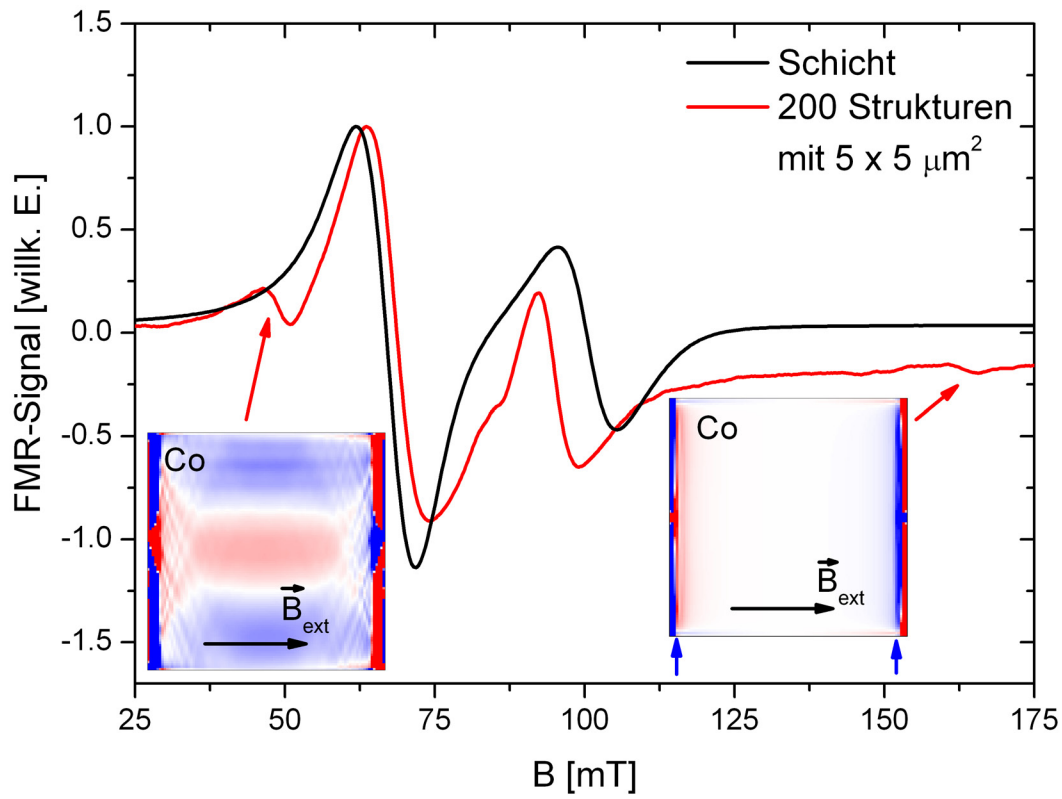


Abbildung 4.19: FMR-Spektren einer Probe mit Co/Cu/Py-Pillarstrukturen und einer Co/Cu/Py-Schicht. Beide Spektren wurden normiert. Neben den uniformen Moden von Co und Py ist eine Spinwelle und eine Randresonanz in der Co-Schicht zu erkennen.

statisches externes Magnetfeld in der Schichtebene und ein zusätzliches Hochfrequenzfeld (mit $f=9.8$ GHz) senkrecht zur Schichtebene angenommen. Nach dem Starten der Rechnung wird nach 20 Perioden die polare Magnetisierungskomponente gespeichert. Die Größe der polaren Magnetisierungskomponente ist im Experiment ein Maß für die Absorption von Mikrowellenleistung. In Abbildung 4.19 entspricht eine blaue Farbe einer Verkipfung der magnetischen Momente in $+z$ -Richtung und eine rote Farbe einer Verkipfung in $-z$ -Richtung. Die Farbintensität ist ein Maß für die Größe der Verkipfung. In den weißen Bereichen sind die magnetischen Momente in der Schichtebene orientiert.

Die FMR-Signale der Co-Schicht und der Py-Schicht der beiden Proben sind bei nahezu gleichen Feldwerten zu finden. Das Resonanzfeld von Co ist bei der strukturierten Probe gegenüber der Schicht um 1.8 mT zu höherem Magnetfeld verschoben, wohingegen das Resonanzfeld von Py um 5.4 mT zu einem geringeren Feld verschoben ist. Die Linienbreite von Co hat sich bei der strukturierten Probe um 0.2 mT gegenüber der Schicht vergrößert und bei Py ist die Linienbreite um 3.4 mT kleiner als bei der Messung an der Schicht. Die leichten Abweichungen, insbesondere bei dem Py-Signal, sind auf die unterschiedliche Prozessierung zurückzuführen. Während des EBL-Prozesses wird die Probe 4 mal mit PMMA-Lack belackt, getempert und entwickelt, so dass sich die Morphologie und die Textur der Schichten leicht verändern können. Ein Einfluss der Kopplung der beiden Schichten über das Streufeld kann in den Messungen nicht beobachtet werden. Die Resonanzfelder der Co- und Py-Schicht müssten sich aufgrund des Streufeldes der jeweils anderen Schicht zu höheren Magnetfeldern verschieben. Die Variation des Resonanzfeldes durch eine veränderte Anisotropie und Magnetisierung ist offensichtlich deutlich größer als der Einfluss des Streufeldes. In [Abbildung 4.19](#) sind neben den Signalen der uniformen Resonanz von Co und Py zwei weitere Signale zu erkennen. Mit Hilfe der OOMMF-Rechnungen können diese Signale identifiziert werden. Das Signal bei kleinem Magnetfeld entsteht durch eine Damon-Eshbach-Mode in der Co-Schicht mit einem \vec{k} -Vektor in der Schichtebene und senkrecht zum externen Magnetfeld (vergleiche [Kapitel 2.4.4](#)) [195]. Auch am linken und rechten Rand der Struktur sind die Momente aufgrund des Streufeldes der Py-Schicht in z-Richtung verkippt, was man an dem roten und blauen Kontrast erkennen kann. Dies ist jedoch bei diesem Magnetfeld keine Resonanz. Das Signal bei hohem Magnetfeld entsteht durch die Präzession der magnetischen Momente am Rand der Probe, markiert durch die blauen Pfeile. Da der Kontrast entlang der Kante nicht homogen ist, kann man davon ausgehen, dass die Momente dort nicht in Phase präzedieren. Somit wird das Signal durch eine nicht-uniforme Randresonanz verursacht. Uniforme Randresonanzen, wie sie für Py- und Co-Einzelschichten beobachtet werden, sind in dieser Messung (und in den OOMMF-Rechnungen) nicht erkennbar. Möglicherweise werden diese durch die Streufeldkopplung unterdrückt.

Zusammengefasst lässt sich anhand des Vergleiches sagen, dass die Pillarstrukturen sehr reproduzierbar hergestellt werden können. Würden sich die Pillarstrukturen in ihrer Geometrie und den magnetischen Eigenschaften unterscheiden, würde dies eine Verbreiterung der FMR-Linie zur Folge haben. In [Abbildung 4.19](#) wird jedoch eine Reduktion der Linienbreite gegenüber der unstrukturierten Schicht beobachtet. Des Weiteren sind die magnetischen Parameter, wie magnetokristalline Anisotropie und die Dämpfung in den Pillarstrukturen, vergleichbar mit den Eigenschaften der Schicht.

In den Pillarstrukturen treten neben dem Signal der uniformen Resonanz zusätzliche Signale durch die eingeschränkte laterale Dimension der Strukturen auf. Diese sind jedoch von der für die Untersuchung des STT interessanten uniformen Resonanz gut separierbar.

4.1.4 Spin-Transfer-Torque

In Abbildung 4.20 ist das FMR-Signal der Py-Schichten in Co/Cu/Py-Pillarstrukturen mit einer Größe von jeweils $4 \times 4 \mu\text{m}^2$ dargestellt. Hier wurden 420 Strukturen in Reihe miteinander verbunden. Bei der Messung ist das externe Magnetfeld in der Schichtebene orientiert, und das hochfrequente Mikrowellenfeld liegt ebenfalls in der Ebene und senkrecht zu B_{ext} . Der Strom fließt vom Polarisator (Co) zum Analysator (Py) und ein Strom von 30 mA entspricht einer Stromdichte von $1.9 \cdot 10^9 \text{ A/m}^2$. Man erkennt, dass das Resonanzfeld von Py mit zunehmender Stromstärke zu höheren Magnetfeldern verschiebt. Zudem nimmt auch die Linienbreite des Signals mit steigender Stromstärke zu. Da die Linienbreite ein Maß für die Dämpfung der Magnetisierung in der Py-Schicht ist, bewirkt der Strom aufgrund des Spin-Transfer-Torque-Effektes eine verstärkte Dämpfung der Magnetisierung der Py-Schicht. Die Verschiebung des

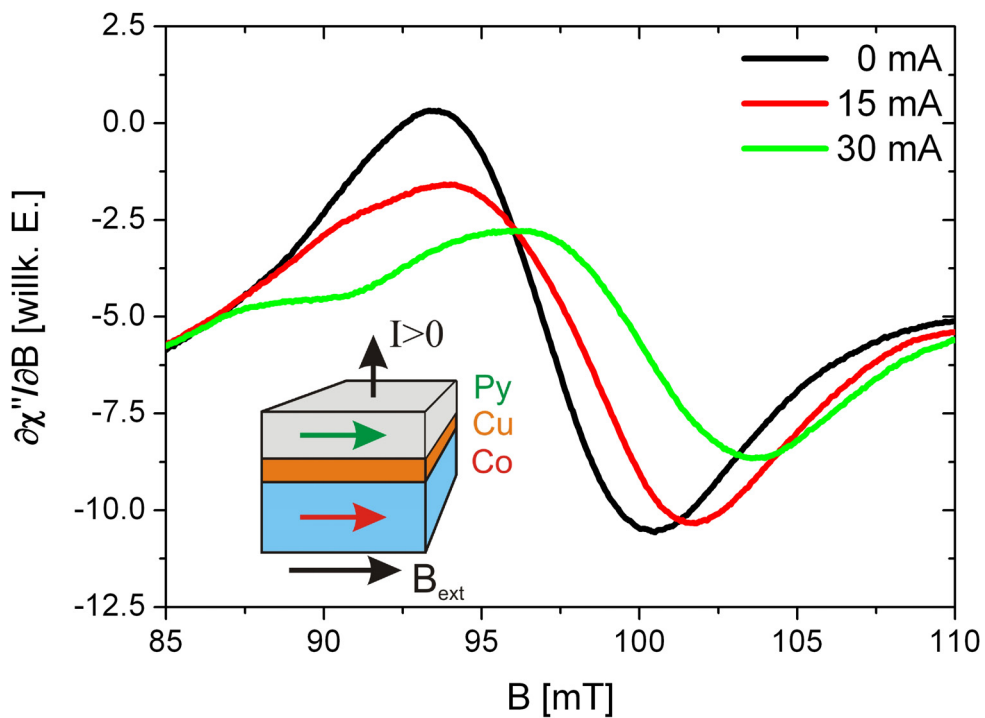


Abbildung 4.20: FMR-Spektren der Py-Schichten in Co/Cu/Py-Pillarstrukturen ohne und mit positivem Strom. Ein positiver Strom bedeutet, dass die Elektronen vom Polarisator (Co) zum Analysator (Py) fließen.

Resonanzfeldes ist durch den STT nicht zu erklären. Wie im nächsten Abschnitt gezeigt wird, kann das Oersted-Feld des Stromes für diesen Effekt verantwortlich sein. Neben der uniformen Mode von Py, ist eine weitere Mode bei kleineren Feldern in den Spektren zu erkennen. Auch für dieses Signal kommt das Oersted-Feld als mögliche Ursache in Betracht.

Um die Änderung der Linienbreite auf den STT zurückführen zu können und um einen Einfluss des Oersted-Feldes ausschließen zu können, müssen auch FMR-Messungen mit entgegengesetzter Stromrichtung durchgeführt werden. Abbildung 4.21 zeigt das FMR-Signal der Py-Schichten ohne Strom und für verschiedene Stromrichtungen. Für die hier gezeigten Ströme von ± 30 mA erkennt man gegenüber der Messung oh-

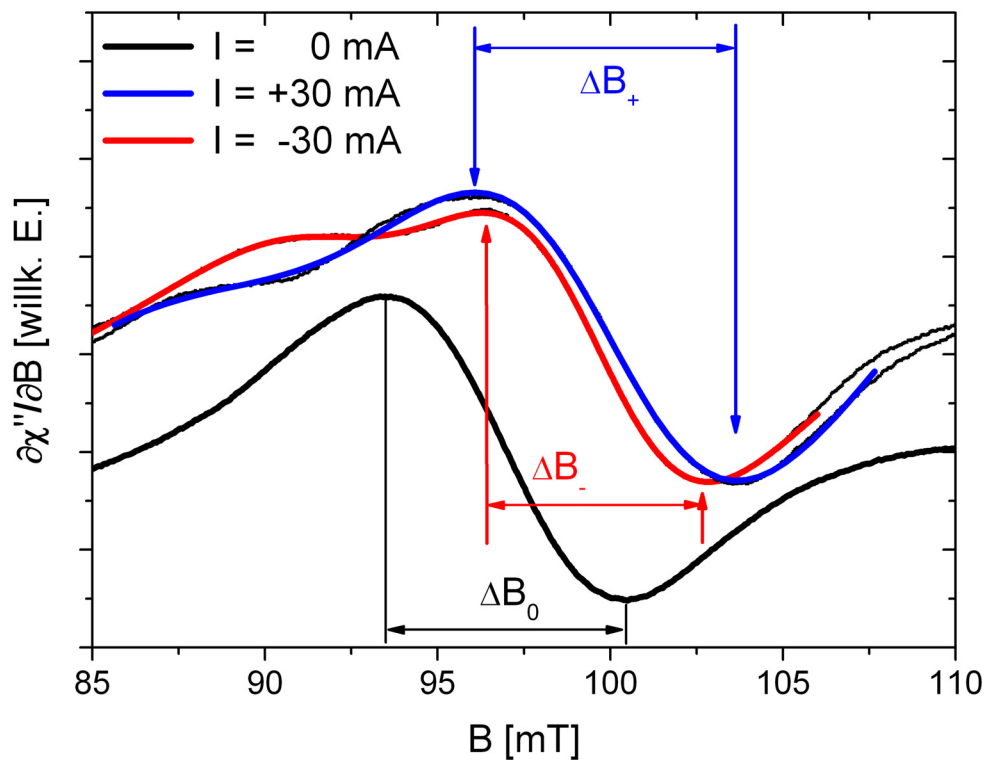


Abbildung 4.21: Gemessene FMR-Spektren der Py-Schichten in Co/Cu/Py-Pillarstrukturen ohne Strom und mit positivem und negativem Strom (schwarze Linien). Ein positiver Strom bedeutet, dass die Elektronen vom Polarisator (Co) zum Analysator (Py) fließen. Die roten und blauen Linien sind Fit-Funktionen.

ne Strom eine Zunahme des Resonanzfeldes für beide Stromrichtungen. Des Weiteren ist eine Zunahme der Linienbreite erkennbar, wenn die Elektronen vom Co in Richtung Py fließen und eine Abnahme der Linienbreite für die entgegengesetzte Stromrichtung. Folglich kann man davon ausgehen, dass die Änderung der Linienbreite auf den STT zurückzuführen ist. Für positive Stromrichtung wird die Präzession der Py-Magnetisierung durch den spinpolarisierten Strom gedämpft, weil der Strom eine Ausrichtung der Magnetisierung in Richtung der Magnetisierung von Co bewirkt. Kehrt man die Stromrichtung um, wird die Präzession der Py-Magnetisierung entdämpft, da der Strom die Py-Magnetisierung antiparallel zur Co-Magnetisierung ausrichten will. Die Stromdichte ist jedoch zu gering, um beide Magnetisierungen antiparallel zu orientieren. In den Spektren ist zusätzlich zu erkennen, dass das zusätzliche Signal neben der uniformen Mode ebenfalls von der Stromrichtung abhängt. Für die Bestimmung der Linienbreite der uniformen Mode wurde das Spektrum mit zwei Lorentz-Linien angepasst, die als rote und blaue Linien in Abbildung 4.21 gezeigt sind.

In Abbildung 4.22 sind die Linienbreiten der uniformen Resonanz von Py über der Stromdichte für verschiedene Stromrichtungen aufgetragen. Die Punkte sind die aus den Spektren bestimmten Linienbreiten und die gestrichelten Linien entsprechen den von P. Landeros durchgeführten Rechnungen der Linienbreite als Funktion der Stromstärke für dieses Probensystem. Hierbei wurde die Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung mit Spin-transfer-Torque-Erweiterung benutzt, um die Linienbreiten zu berechnen [196]. Die Parameter wie Magnetisierung, Gilbert-Dämpfung, Probendimensionen und Mikrowellenfrequenz sind dem Experiment entnommen. Man erkennt sowohl in den Messungen als auch in den Rechnungen eine lineare Zunahme der Linienbreite für positive Stromrichtung und eine lineare Abnahme für negative Stromrichtung. Der obere Au-Kontakt auf der Pillarstruktur besitzt eine laterale Größe von $1 \times 1 \mu\text{m}^2$ und ist somit kleiner als die Pillarstruktur. Für die Rechnung wurde davon ausgegangen, dass nur im Volumen direkt unter dem Au-Kontakt der Strom fließt. Dies führt bei einem Strom von 35 mA zu einer maximalen Stromdichte von $3.5 \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$ im Experiment. Die gerechneten Werte zeigen, dass die absolute Linienbreitenänderung unabhängig von der Stromrichtung ist. Im Experiment ist dieses Verhalten nicht zu erwarten, da der Strom in negativer Stromrichtung zweimal die nichtferromagnetische Cu-Schicht durchquert und nur die vom Co reflektierten Elektronen ihren Drehimpuls an die Py-Magnetisierung übertragen. Folglich sollte sich der STT in negativer Richtung weniger stark auswirken als für positive Stromrichtung. Dieses Verhalten ist in der Messung auch erkennbar. Die Steigung der Linienbreitenänderung in positiver Stromrichtung ist größer als für die negative Richtung.

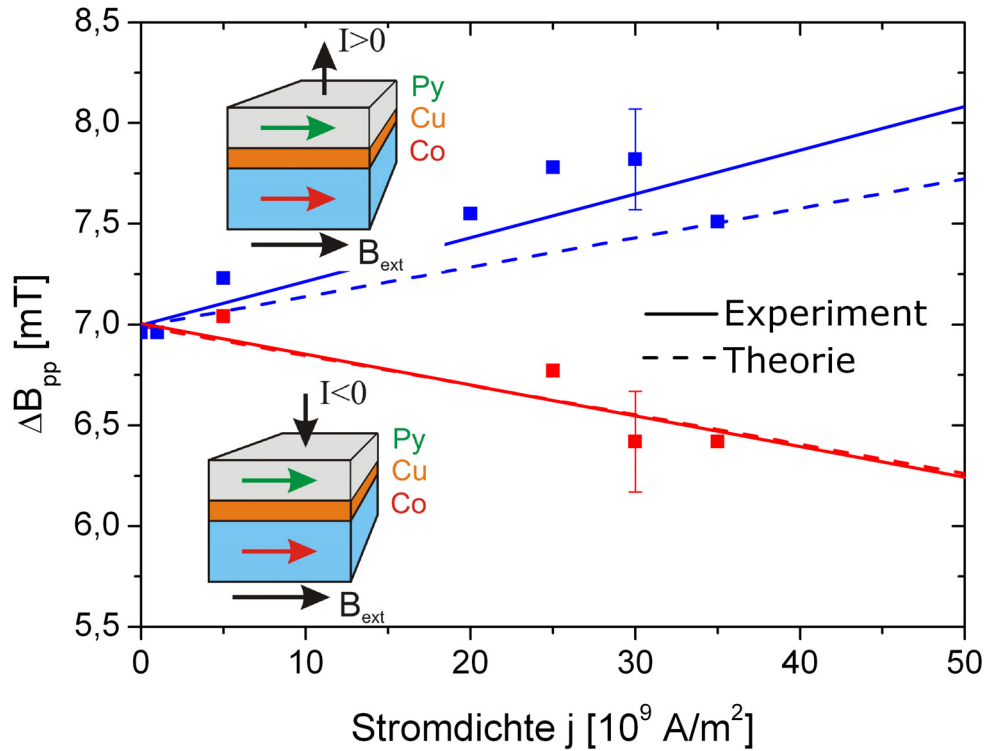


Abbildung 4.22: FMR-Linienbreite von Py als Funktion des eingprägten positiven und negativen Stromes. Bei der Messung wurde das externe Magnetfeld in der Schichtebene orientiert. Die Punkte sind die aus den Spektren bestimmten Linienbreiten, die Linien sind deren Ausgleichsgeraden und die gestrichelten Linien sind Rechnungen nach dem Makrospinmodell mit Spin-Transfer-Torque-Erweiterung.

Eine Verschiebung des Resonanzfeldes mit dem Strom aufgrund des zusätzlichen Präzessionsterms durch den STT (Gleichung 2.65) wird im Experiment nicht beobachtet. Rechnerisch folgt mit einer Stromdichte von 10^{11} A/m^2 eine Resonanzfeldverschiebung von unter 0.004 mT [196]. Diese Verschiebung kann im Rahmen der Messgenauigkeit nicht nachgewiesen werden.

Die Extrapolation der Stromdichte auf $\Delta B_{pp} = 0 \text{ mT}$ liefert einen Wert von $J = 4.7 \cdot 10^{11} \text{ A/m}^2$, welcher der kritischen Stromdichte entspricht, bei der die intrinsische Dämpfung kompensiert wird und sich die Magnetisierung des Py antiparallel zur Magnetisierung von Co einstellt. Dieser Wert ist etwas größer als die kritische Strom-

dichte, die für Co/Cu/Py-Pillarstrukturen in [18] mittels strominduziertes Schalten gefunden wird. Die Gründe für diese Abweichung sind vielfältig. Zum einen ist bei Pillarstrukturen mit kleinen lateralen Dimensionen ($\approx 100 \times 100 \text{ nm}^2$) der Entmagnetisierungsfaktor senkrecht zur Schicht gegenüber den Strukturen in dieser Arbeit reduziert, so dass sich auch der kritische Strom verringert (vergleiche Abbildung 2.10 in Kapitel 2.5.1). Zum anderen beeinflussen natürlich die in der Probe vorhandenen Anisotropien den kritischen Schaltstrom. Und schließlich ist die genaue Stromverteilung und somit die Stromdichte innerhalb der Pillarstrukturen nicht bekannt.

Ist das externe Magnetfeld in der Schichtebene orientiert, ist der Winkel zwischen Analysator und Polarisator beziehungsweise der Spinpolarisation des Stromes sehr

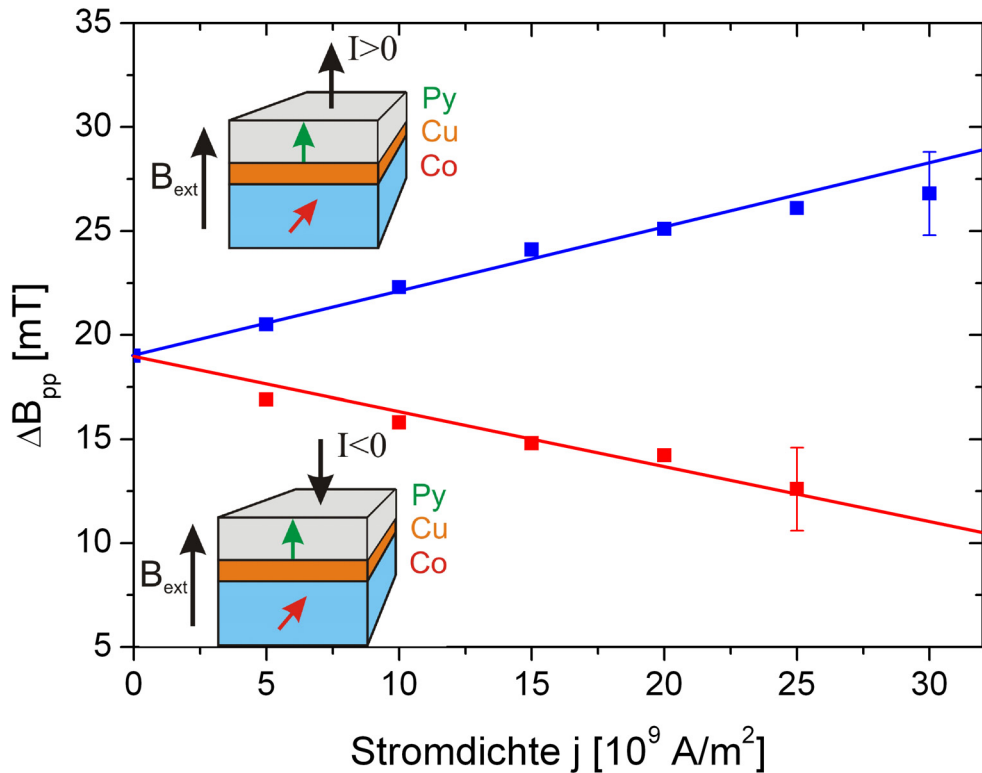


Abbildung 4.23: Linienbreite von Py als Funktion des Stromes für beide Stromrichtungen. Bei der Messung wurde das externe Magnetfeld senkrecht zur Schicht orientiert. Die Linien sind Ausgleichsgeraden der anhand der Spektren bestimmten Linienbreiten.

klein und wird nur durch den Öffnungswinkel der Präzession der Magnetisierung von Py um das effektive Feld bestimmt. Bei einem externen Feld von 100 mT beträgt dieser Öffnungswinkel etwa 1.1° (bei einer typischen Mikrowellenamplitude von bis zu $100 \mu\text{T}$). Folglich ist auch der Einfluss des STT auf die Dämpfung der Py-Schicht sehr gering. Wird die Probe in polarer Geometrie gemessen, ist beim Resonanzfeld von Py die Magnetisierung von Co aufgrund der höheren Sättigungsmagnetisierung und der damit verbundenen Formanisotropie nicht in Magnetfeldrichtung orientiert, sondern weist bei 1.3 T einen Winkel von 25° zur Probennormalen auf. Gemäß Abbildung 2.11 vergrößert sich durch den größeren Winkel zwischen beiden Magnetisierungen auch der STT. In Abbildung 4.23 ist die Linienbreite des Py-Signals in polarer Messgeometrie als Funktion des eingepprägtem Stromes für beide Stromrichtungen dargestellt. Wie auch im Fall, dass das externe Feld in der Schichtebene orientiert ist, erkennt man hier eine lineare Zunahme beziehungsweise Abnahme der Linienbreite mit dem Strom. Mit der Annahme, der Strom fließe nur in Volumen unter dem oberen Au-Kontakt, folgt bei einem Strom von 30 mA eine Stromdichte von $3 \cdot 10^{10} \text{ A/m}^2$. Die absolute Änderung der Linienbreite ist folglich in polarer Messgeometrie deutlich größer als die Linienbreitenänderung in Abbildung 4.22.

Zusammengefasst lässt sich sagen, dass ein Einfluss des STT mit der FMR nachgewiesen wurde. Dieser führt zu einer Zunahme der Linienbreite und folglich zu einer Zunahme der Dämpfung, wenn der Strom vom Polarisator in Richtung des Analysators fließt. Die Dämpfung in der Py-Schicht wird reduziert, wenn der Strom vom Analysator in den Polarisator fließt und von dort zurück zum Analysator reflektiert wird. Durch die Vergrößerung des Winkels zwischen den Magnetisierungen von Analysator und Polarisator beziehungsweise Polarisationsrichtung des Stromes kann auch der STT vergrößert werden.

Offen sind jedoch noch die Fragen, wodurch die starke Verschiebung des Resonanzfeldes der Py-Schicht verursacht wird und welchen Ursprung das zusätzliche Signal bei kleinen Magnetfeldern hat. Da vermutet wird, dass beide Effekte durch das Oersted-Feld des Stromes verursacht werden, wird im Folgenden dessen Auswirkung auf die FMR näher beleuchtet.

4.1.4.1 Berechnungen zum Einfluss des Oersted-Feldes

In dieser Arbeit werden für die Untersuchung des Spin-Transfer-Torque-Effektes Pillarstrukturen benutzt, deren laterale Größe im Mikrometer-Bereich liegt. Bei diesen Größen und der großen Stromdichte innerhalb der Pillarstrukturen sind Einflüsse des

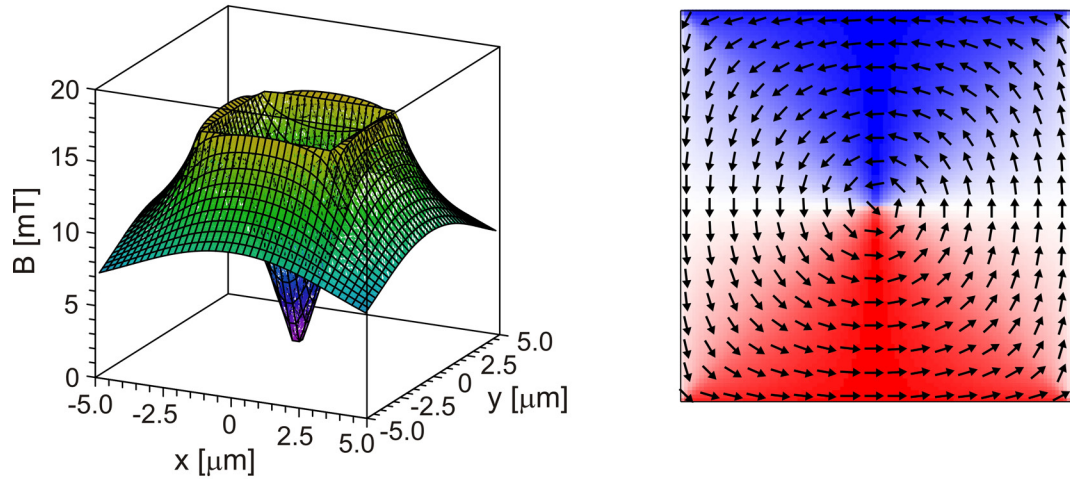


Abbildung 4.24: Gerechnetes Oersted-Feld für eine $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ große Pillarstruktur und einer Stromdichte von 10^{10} A/m^2 und Orientierung der magnetischen Momente im Feld, gerechnet im OOMMF.

Oersted-Feldes mit zu berücksichtigen. In Abbildung 4.24 ist das gerechnete Oersted-Feld innerhalb und außerhalb einer $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ großen Pillarstruktur bei einer Stromdichte von 10^{10} A/m^2 gezeigt. Die Gleichung für die Berechnung des Oersted-Feldes ist [197] entnommen und ist im Anhang A.3 zu finden. Die hier verwendete Stromdichte entspricht etwa der maximalen Stromdichte, die in dieser Arbeit verwendet wird. Der Strom wird zudem als homogen über die gesamte Probe angenommen. Man erkennt eine lineare Zunahme des Feldes ausgehend vom Zentrum der Struktur in Richtung des Randes. Im Außenraum nimmt das Feld invers proportional zum Abstand zur Kante der Pillarstruktur ab. An den Rändern der Struktur ist das Feld mit $B=17.3 \text{ mT}$ maximal. Das Oersted-Feld bewirkt, dass sich die magnetischen Momente in der Schicht, wie in Abbildung 4.24 gezeigt, in Remanenz wirbelartig um das Zentrum der Probe ausrichten.

Bei der FMR wird die Probe in einem externen Magnetfeld gemessen, das deutlich größer als das Oersted-Feld ist. Zudem müssen die inneren Felder in der Schicht mit berücksichtigt werden. In Abbildung 4.25 (a) ist die lokale Richtung des Oersted-Feldes innerhalb der ferromagnetischen Schicht dargestellt. Das Feld ist radial um das

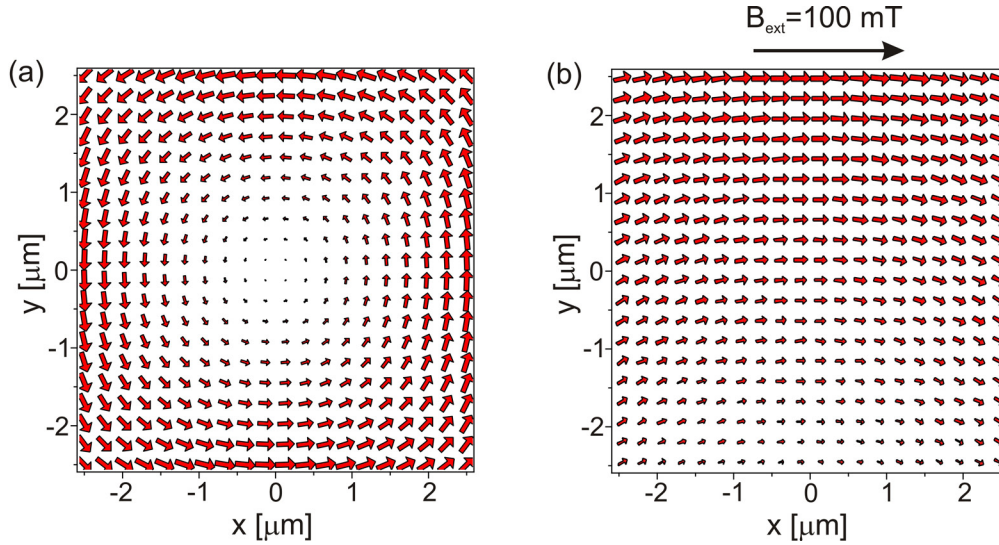


Abbildung 4.25: Darstellung der Orientierung des Oersted-Feldes in der Schichtebene (a). Die Pfeile zeigen die lokale Richtung des Feldes. (b) zeigt die lokale Abweichung vom Resonanzfeld ω/γ innerhalb der Schicht.

Zentrum der Schicht orientiert. Wird nun ein externes Feld in x-Richtung angenommen und die Abweichung zum Resonanzfeld ω/γ innerhalb der Schicht berechnet, folgt die in Abbildung 4.25 (b) gezeigte Feldorientierung. Hier wurde eine Stromdichte von 10^{11} A/m^2 angenommen, um den Einfluss des Oersted-Feldes sichtbar zu machen. Diese Stromdichte ist 10 mal größer als die im Experiment erreichbare Stromdichte. An der Größe der Pfeile in der Abbildung erkennt man, dass das innere Feld am oberen Rand der Schicht durch das Oersted-Feld verringert wird, wohingegen das Feld am unteren Rand verstärkt wird, da das Oersted-Feld dort parallel zum inneren Feld orientiert ist. Während der FMR-Messung werden folglich die magnetischen Momente am oberen Rand der Probe bei einem größeren externen Feld in Resonanz kommen, als die Momente am unteren Rand. Global betrachtet, wird sich somit das FMR-Signal durch das Oersted-Feld verbreitern. Diese Verbreiterung ist jedoch unabhängig von der Stromrichtung. Zusätzlich werden die magnetischen Momente in der Schicht aus der Richtung des externen Feldes gedreht (zu sehen am linken und rechten Rand der Struktur), so dass deren Projektion auf die Richtung des externen Feldes kleiner wird. Folglich muss sich auch das Resonanzfeld unabhängig von der Stromrichtung zu größeren Feldern verschieben.

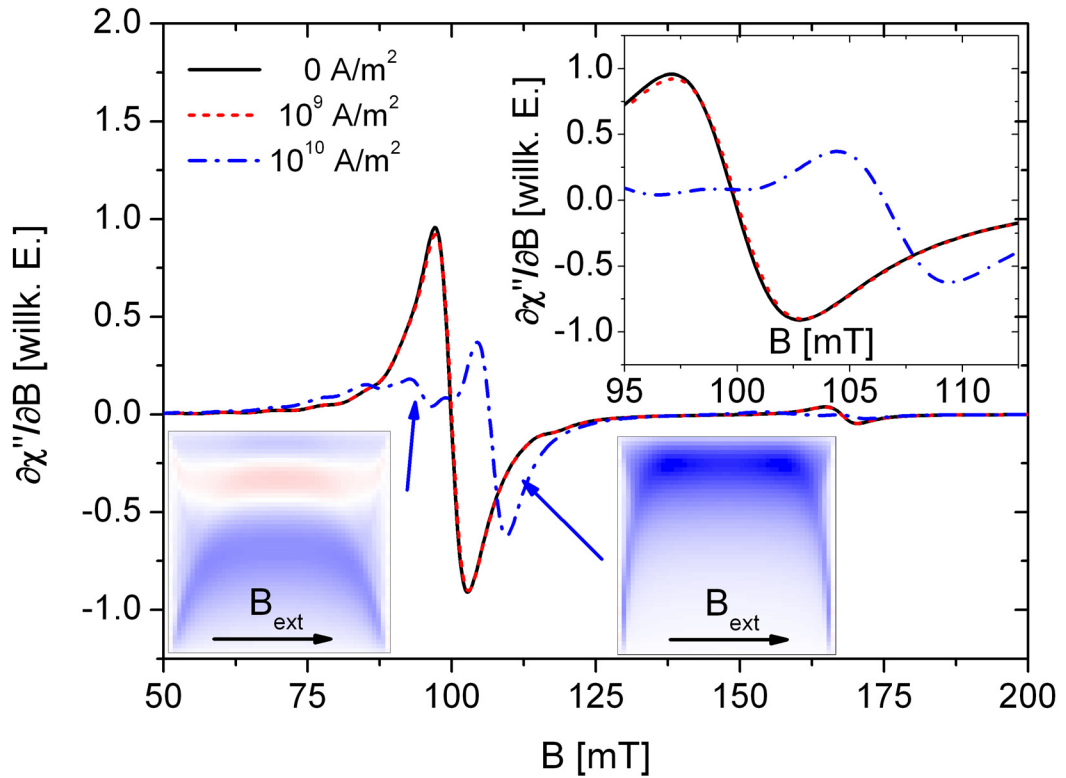


Abbildung 4.26: FMR-Rechnung mit OOMMF für eine Py-Schicht mit und ohne eingepprägtem Strom. Das Magnetfeld wurde hier als in der Schichtebene orientiert angenommen. Im Inset ist die uniforme Resonanz in einem kleineren Feldbereich gezeigt. Die Orientierung der magnetischen Momente bei 94.6 mT und 106.4 mT und einer Stromdichte von 10^{10} A/m² sind als Farbcode dargestellt.

In Abbildung 4.26 ist ein mit OOMMF berechnetes FMR-Spektrum für eine $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ große Py-Schicht gezeigt. Das Magnetfeld wurde hier als in der Schichtebene orientiert angenommen. Die Rechnung wurde ohne eingepprägtem Strom und mit einer Stromdichte von 10^9 A/m² und 10^{10} A/m² durchgeführt, wobei der Strom senkrecht durch die Schicht geflossen ist. Im Inset ist die uniforme Resonanz in einem kleineren Feldbereich gezeigt. Bei einer Stromdichte von 10^9 A/m² kommt es zu einer Verschiebung der Resonanzlinie von 0.1 mT und zu deren Verbreiterung um 0.1 mT. Dies ist in Übereinstimmung zu den zuvor getroffenen Schlussfolgerungen über den Einfluss des Oersted-Feldes auf das FMR-Signal. Die Rechnungen wurden ebenfalls für die entgegengesetzte

Stromrichtung durchgeführt. Es zeigt sich ein identisches Spektrum für beide Stromrichtungen. Bei einer Stromdichte von 10^{10} A/m² ist eine deutliche Verschiebung der uniformen Mode gegenüber der uniformen Mode im Spektrum ohne Strom zu erkennen. Zusätzlich treten weitere Signale unterhalb der uniformen Mode auf, die durch den Strom beziehungsweise durch dessen Oersted-Feld verursacht werden. Auch hier zeigt sich in entgegengesetzter Stromrichtung ein identisches Spektrum. Die Orientierung der magnetischen Momente in der Py-Schicht bei 94.6 mT und 106.4 mT und einer Stromdichte von 10^{10} A/m² sind als Farbcode in Abbildung 4.26 dargestellt. Hierbei entspricht wieder eine blaue Farbe der Verkipfung der magnetischen Momente in Richtung des Mikrowellenfeldes (+z-Richtung) und bei einer roten Farbe sind sie entgegengesetzt zum Hochfrequenzfeld (-z-Richtung) verkippt. Bei der uniformen Resonanz (106.4 mT) werden im Wesentlichen nur die magnetischen Momente in der Probenmitte zur Präzession angeregt. Die Momente am Rand der Schicht sind durch das veränderte Anisotropiefeld nicht in Resonanz. Durch das Oersted-Feld ist der Ort der maximalen Anregung beziehungsweise Absorption von der Probenmitte zum Rand hin verschoben. Zusätzlich wird aber auch das effektive Feld am Rand der Schicht verändert, so dass dort die magnetischen Momente bei einem anderen externen Feld präzedieren und somit ein zusätzliches Signal (bei 94.6 mT) im FMR-Spektrum erzeugen. Im linken Bild in Abbildung 4.26 ist diese zusätzliche Anregung gezeigt. Bei großer Stromdichte kann somit das Oersted-Feld neben einer Verbreiterung der Absorptionslinie der uniformen Resonanz und deren Verschiebung auch zusätzliche Signale vom Rand der Probe bewirken. Folglich kann auch die Verschiebung der Resonanzlinie in Abbildung 4.20 und das zusätzliche Signal auf das Oersted-Feld zurückgeführt werden. Das unterschiedliche Resonanzfeld für die unterschiedliche Stromrichtung kann damit erklärt werden, dass sich der obere Au-Kontakt wahrscheinlich nicht absolut mittig auf der Pillarstruktur befindet, so dass sich für unterschiedliche Stromrichtungen ein anderes effektives Magnetfeld am Rand der Probe einstellt. Folglich wird die Resonanz der magnetischen Momente am Rand abhängig von der Stromrichtung zu höheren beziehungsweise geringen Feldern verschoben. Die uniforme Mode, die im Wesentlichen von den Momenten in der Mitte der Struktur getragen wird, bleibt von diesem Effekt unbeeinflusst. Diese wird nur von STT beeinflusst.

4.2 [Co/Pt]/Cu/Py-Schichten

Ein anderes interessantes Probensystem, das in dieser Arbeit untersucht wurde, sind [Co/Pt]/Cu/Py-Strukturen, bei denen eine Multilage als Spinpolarisator verwendet wird. Die Multilage besitzt eine senkrechte uniaxiale magnetische Anisotropie, so dass die Magnetisierung in Remanenz senkrecht zur Schicht orientiert ist. Folglich kann die Magnetisierung des Polarisator und des Analysators senkrecht zueinander ausgerichtet werden. Wie in Abbildung 2.11 in Kapitel 2.5.1.2 gezeigt wurde, kann damit der STT auf die Py-Schicht deutlich vergrößert werden. Die Spinpolarisation der Multilage beträgt etwa 30% [198] und ist somit vergleichbar mit der Polarisation von Co (35% [113]). Ein senkrecht zur Schichtebene magnetisierter Polarisator und ein in der Schicht magnetisierter Analysator wurde bisher nur mit Magnetowiderstandsmessungen untersucht [198]. Hier soll die ferromagnetische Resonanz benutzt werden, um den STT in diesem Probensystem zu untersuchen.

Wie auch beim Co/Cu/Py-Probensystem, werden im Folgenden die [Co/Pt]-Multilagen einzeln und dann die [Co/Pt]/Cu/Py-Dreifachlagen magnetisch charakterisiert und schließlich die FMR-Messungen hinsichtlich des STT vorgestellt. Die Multilagen wurden in vorangegangenen Arbeiten bereits intensiv untersucht [159, 199]. Aus diesem Grund wurden die optimierten Herstellungsparameter aus den oben genannten Arbeiten übernommen.

4.2.1 Charakterisierung der Schichten

Die [Co/Pt]-Multilagen werden mit Hilfe von SQUID-Magnetometrie untersucht, um zum einen die Magnetisierung als auch die magnetische Anisotropie der Schichten zu bestimmen. FMR-Messungen an den Multilagen sind aufgrund ihres hohen Anisotropiefeldes $\frac{2k_2}{M_S}$ (bei den verwendeten Mikrowellenfrequenzen) nicht möglich. Jedoch kann die Schicht indirekt über die Wechselwirkungen mit einer auf die Multilage aufgebrauchten Py-Schicht mit winkelabhängigen FMR-Messungen untersucht werden.

4.2.1.1 SQUID-Magnetometrie

In Abbildung 4.27 ist die SQUID-Messung an einer [Co/Pt]-Multilage bei Zimmertemperatur gezeigt. Die komplette Schichtfolge ist: Pt(2 nm)/[Co(0.25 nm)/Pt(0.95 nm)] × 7/Co(0.25 nm)/Cu(8 nm)/Au(5 nm) und die Schicht wurde bei 85 °C auf 10 nm Pt und

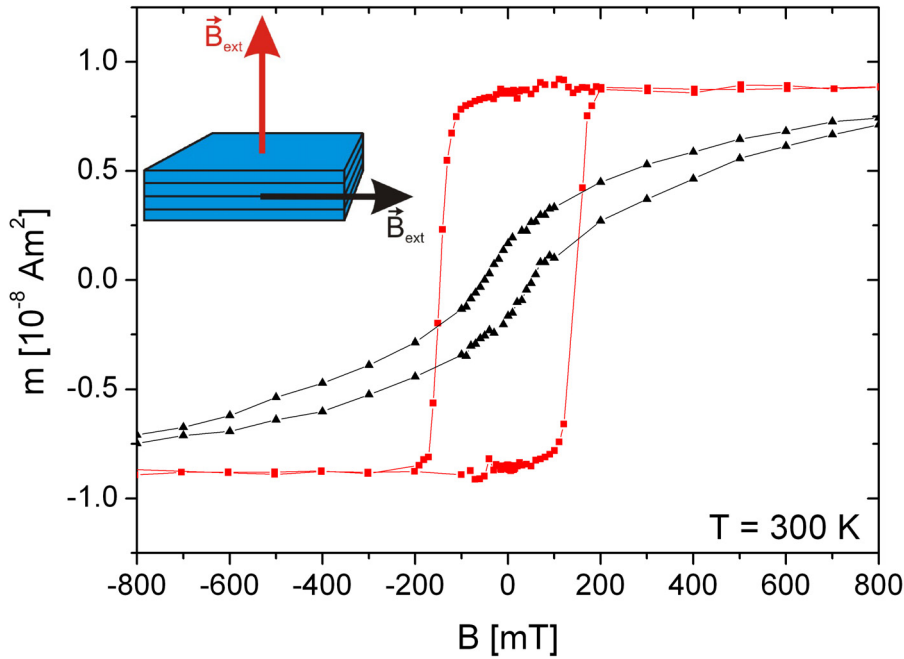


Abbildung 4.27: SQUID-Messungen an einer [Co/Pt]-Multilage bei Zimmertemperatur. Die rote Kurve ist die Messungen in leichter Richtung der Magnetisierung (Magnetfeld senkrecht zur Schichtebene) und die schwarze Kurve zeigt die Messung in schwerer Richtung der Magnetisierung.

100 nm Au gewachsen. Das externe Magnetfeld wurde sowohl senkrecht zur Schicht (rote Kurve) als auch in der Schichtebene angelegt (schwarze Kurve). Bei der polaren Messung ist die Magnetisierung im Nullfeld so groß wie die Sättigungsmagnetisierung. Die Richtung senkrecht zur Schichtebene ist folglich die leichte Richtung der Magnetisierung. Für die Multilage wird eine Sättigungsmagnetisierung von $M_S = 344 \pm 30 \text{ kA/m}$ bestimmt. Ausgehend von einem effektiven Feld $B_{\text{eff}} = \frac{2k_{2\perp}}{M_S} - \mu_0 M_S = 1.5 \text{ T}$ für die Sättigung der Magnetisierung in der schweren Richtung (nicht in Abbildung 4.27 gezeigt) lässt sich die senkrechte uniaxiale Anisotropie der Multilage bestimmen. Diese ist mit $k_{2\perp} = 3.3 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$ kleiner als der in [199] bestimmte Wert. Dort wurde jedoch das magnetische Moment der Probe nur auf die Co-Lagen bezogen. Folglich ist die Magnetisierung der Schicht größer und bei vergleichbarem B_{eff} wird die Anisotropie größer bestimmt. Bezieht man das magnetische Moment der Probe ebenfalls nur auf die Co-Lagen wird eine Sättigungsmagnetisierung von 1490 kA/m und eine Anisotropie von $2.5 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3$ bestimmt. Die Sättigungsmagnetisierung ist damit et-

was größer als die Sättigungsmagnetisierung von Co (vergleiche Kapitel 4.1.2.2). Der Grund für die Abweichung kann die Polarisierung der Pt-Atome an der Grenzfläche zum Co sein [200]. Wird das magnetische Moment des Pt auf die Co-Schicht bezogen, bestimmt man für die Sättigungsmagnetisierung von Co einen vergrößerten Wert. Der Wert für die Anisotropie ist gegenüber dem in [199] gefundenen Wert vergrößert und kann möglicherweise auf die unter der Multilage befindliche Au-Schicht zugeführt werden. Im Rahmen dieser Arbeit wurde zudem die Aufdampfanlage für die Schichtpräparation modifiziert und somit haben sich auch die Aufdampfbedingungen und die Schichtqualität verändert.

4.2.1.2 Ferromagnetische Resonanz an [Co/Pt]/Cu/Py-Dreilagenschichten

Abbildung 4.28 zeigt winkelabhängige FMR-Spektren einer [Co/Pt]/Cu/Py-Schichten gemessen bei einer Mikrowellenfrequenz von 9.83 GHz. Der Winkel des externen Magnetfeldes wurde relativ zur Probennormalen variiert. Zum Vergleich ist die Winkelabhängigkeit des Resonanzfeldes einer Py-Einzelschicht als rote Linie mit eingezeichnet. Man erkennt in der Abbildung, dass durch die unter dem Py liegende Multilage die senkrechte uniaxiale Anisotropie des Py gegenüber der Einzelschicht reduziert ist. In der [Co/Pt]/Cu/Py-Schicht beträgt die effektive Py-Magnetisierung $M_{eff} = 814 \pm 40$ kA/m und ist somit gegenüber der Sättigungsmagnetisierung um 18% verkleinert. Die hier bestimmte effektive Magnetisierung ist jedoch vergleichbar mit dem Wert, der in Co/Cu/Py-Schichten gefunden wird (vergleiche Kapitel 4.1.2.3).

In Abbildung 4.28 (b) ist die Linienbreite der Py-Resonanz als Funktion des Polarisierungswinkels aufgetragen. Mit der Gleichung für die Linienbreite:

$$\Delta B_{pp} = \frac{2}{\sqrt{3}} \frac{\alpha}{\gamma \xi} \omega, \quad (4.2)$$

wobei $\xi \propto \cos(\theta_B - \theta)$ eine Funktion des Winkels zwischen der Magnetfeldrichtung θ_B und der Richtung der Magnetisierung θ ist, kann der Verlauf der Linienbreite verstanden werden. In der leichten und schweren Richtung der Magnetisierung stimmt die Magnetisierungsrichtung mit der Feldrichtung überein und die Linienbreite ist folglich minimal. In der Nähe der schweren Richtung wird jedoch der Winkel zwischen Feld- und Magnetisierungsrichtung sehr groß, weil die Formanisotropie die Magnetisierung in die Schichtebene zieht. Die Linienbreite steigt folglich stark an. In Abbildung 4.28 (b) ist jedoch zu erkennen, dass die Linienbreite in leichter Richtung der Magnetisierung (markiert durch die blauen Kreise) nicht minimal ist. Die Magnetisierung der [Co/Pt]-

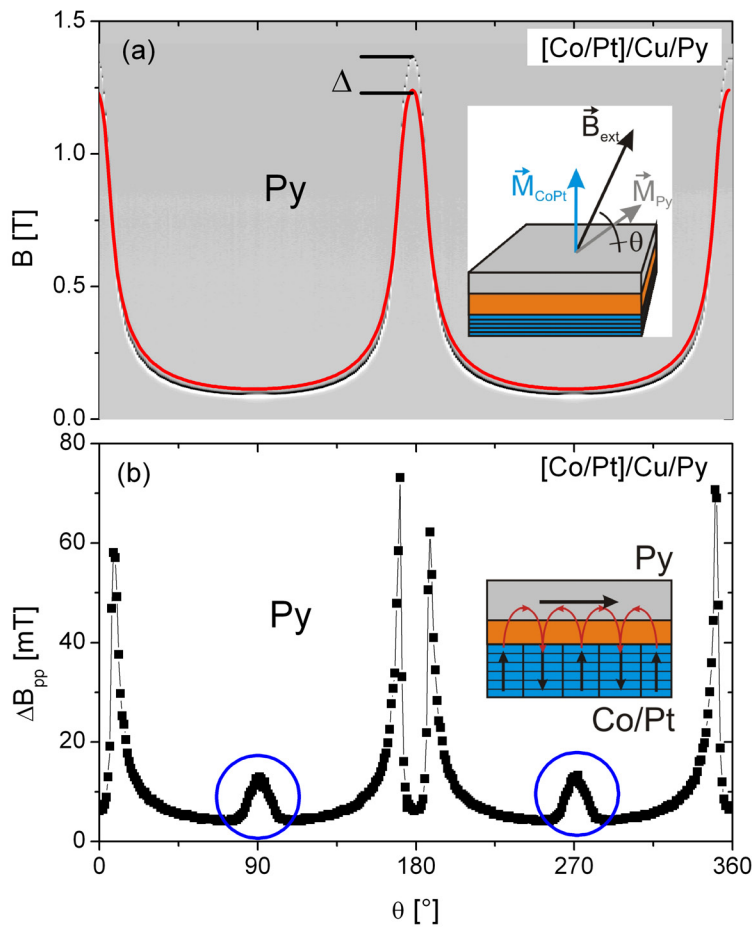


Abbildung 4.28: Resonanzfeld (a) und Linienbreiten (b) des Py-Signals in einer [Co/Pt]/Cu/Py-Schicht als Funktion des Polarwinkels. Die Linienbreitenzunahme von Py in der magnetisch leichten Richtung deutet auf eine inhomogene Magnetisierung innerhalb der Multilage.

Multilage ist beim Resonanzfeld von Py (etwa 100 mT) um 1.7° in die Ebene gedreht, ist im Wesentlichen aber noch senkrecht zur Schicht orientiert. Wäre die Multilage beim diesem Feld homogen magnetisiert, würde deren Streufeld oberhalb der Schicht Null sein. Offensichtlich hat aber das Streufeld der Multilage Einfluss auf die magnetischen Momente der Py-Schicht. Ist das Streufeld der Multilage sehr inhomogen (zum Beispiel durch Domänenbildung, wie in Abbildung 4.28 (b) schematisch gezeigt), präzedieren die magnetischen Momente der Py-Schicht an jedem Ort der Probe bei einem

leicht veränderten externen Magnetfeld, da gerade das Streufeld der Multilage kompensiert werden muss. Folglich vergrößert sich die Linienbreite des Py-Signals. Eine solche Domänenbildung in [Co/Pt]-Multilagen nach Sättigung in einem in der Ebene orientierten Magnetfeld wurde auch von [199, 201] anhand von MOKE-Messungen beobachtet.

Die inhomogene Magnetisierungsverteilung in den Multilagen hat direkten Einfluss auf die Messung des STT, da der Strom, der durch die Multilage spinpolarisiert wird, ebenso inhomogen polarisiert ist. Da die Multilage aber netto noch ein effektives Moment senkrecht zur Schichtebene besitzt und nicht vollständig entmagnetisiert ist (vergleiche SQUID-Messungen in der schweren Richtung der Magnetisierung in Abbildung 4.27), sollte auch der Strom eine Vorzugsrichtung der Spinpolarisation besitzen.

4.2.2 Spin-Transfer-Torque in [Co/Pt]/Cu/Py-Strukturen

Abbildung 4.29 zeigt das Resonanzfeld (a) und die Linienbreite (b) von Py in [Co/Pt]/Cu/Py-Pillarstrukturen als Funktion des eingepprägten Stromes und für beide Stromrichtungen. Das Magnetfeld ist in der Schichtebene orientiert. Man erkennt, dass *unabhängig* von der Stromrichtung das Resonanzfeld mit zunehmender Stromstärke ansteigt, wohingegen die Linienbreite im Rahmen des Fehlers konstant bleibt. Dieses

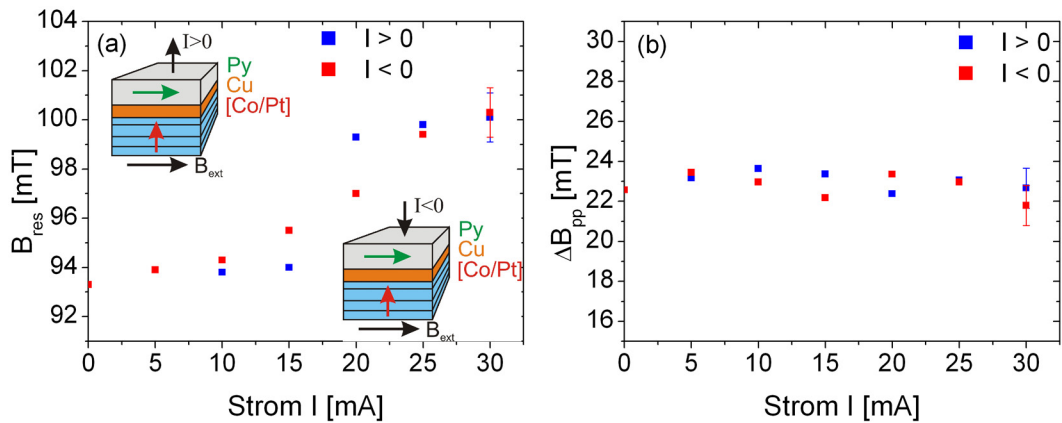


Abbildung 4.29: Resonanzfeld (a) und Linienbreite (b) von Py für [Co/Pt]/Cu/Py-Pillarstrukturen als Funktion des Stromes für beide Stromrichtungen. Bei der Messung wurde das externe Magnetfeld in der Schichtebene orientiert.

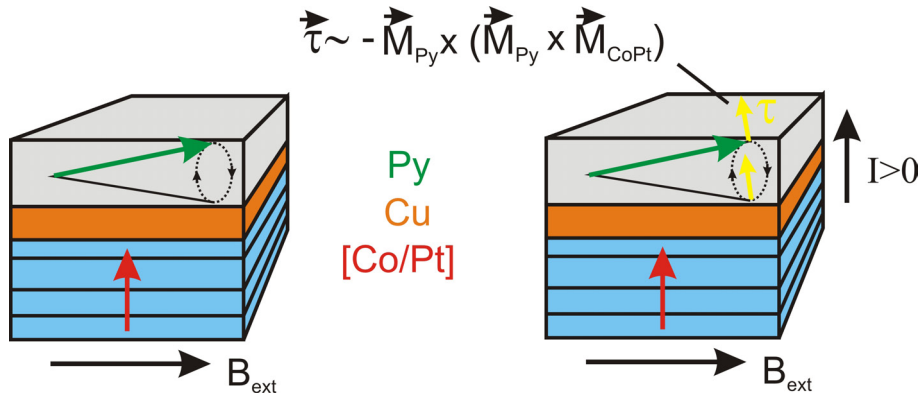


Abbildung 4.30: Schematische Darstellung zur Wirkung des STT in einer [Co/Pt]/Cu/Py-Pillarstruktur. Links die Darstellung ohne Strom und rechts mit Strom. Ist die Magnetisierung der Multilage und von Py senkrecht zueinander orientiert, bewirkt der STT $\vec{\tau}$ eine Verkippung des Präzessionskegels von Py.

Verhalten kann verstanden werden, wenn man sich veranschaulicht, wie der STT in diesem Probensystem wirkt. In Abbildung 4.30 ist die Probengeometrie schematisch mit und ohne eingprägtem Strom gezeigt. Beim Resonanzfeld von Py präzediert dessen Magnetisierung um das in der Schichtebene orientierte Magnetfeld B_{ext} . Wird nun ein Strom in die Pillarstruktur eingpräg, wird der Strom in Richtung der Magnetisierung der Multilage spinpolarisiert. Die Polarisationsrichtung des Stromes ist folglich senkrecht zur Py-Magnetisierung. Anhand des doppelten Kreuzproduktes im STT (vergleiche auch Gleichung 2.62 in Kapitel 2.5.1.2) bewirkt der Strom, dass der Präzessionskegel von Py aus der Schichtebene heraus gedreht wird. Hier wird jedoch der Öffnungswinkel des Kegels nicht verändert, folglich wirkt auch keine zusätzliche Dämpfung oder Entdämpfung durch den STT. Die FMR-Linienbreite wird sich somit nicht ändern. Durch die Drehung des Präzessionskegels verkleinert sich aber die Komponente der Magnetisierung in Feldrichtung. Um dieses zu kompensieren und Py in Resonanz zu bringen, muss das externe Feld vergrößert werden und es erhöht sich das Resonanzfeld. Dass in dieser senkrechten Geometrie die Linienbreite im Wesentlichen unabhängig von dem eingprägtem Strom ist, kann auch analytisch abgeleitet werden. Hierzu sei auf [196] verwiesen.

Eine andere mögliche Erklärung für das oben beschriebene Verhalten könnte auch die Wirkung des Oersted-Feldes sein. Wie in Kapitel 4.1.4.1 beschrieben wurde, kann

auch das Oersted-Feld zu einer Verschiebung des Resonanzfeldes zu höheren Feldern führen. Jedoch würde sich dabei auch die Linienbreite von Py verändern. Da dies nicht beobachtet wird, kann das Oersted-Feld als Ursache für die Resonanzfeldzunahme ausgeschlossen werden. Möglicherweise ist aber auch die Spinpolarisation des Stromes durch die [Co/Pt]-Multilage geringer als in [198] beschrieben und der Effekt, der in Abbildung 4.29 gezeigt ist, beruht nicht oder nur im geringen Maß auf dem STT. Aus diesem Grund wurden im Rahmen dieser Arbeit auch [Co/Ni]-Multilagen als Polarisatoren verwendet, da bei ihnen keine Pt-Zwischenschichten verwendet werden, die die Spinpolarisation des Stromes reduzieren könnten.

4.2.3 Spin-Transfer-Torque in [Co/Ni]/Cu/Py-Strukturen

[Co/Ni]-Multilagen sind in den letzten Jahren ins Blickfeld der Forschung hinsichtlich des STT gerückt, da sie zum einen eine vergleichsweise hohe Spinpolarisation von 35% [20] aufweisen und auf der anderen Seite eine sehr geringe Magnetisierung und folglich geringe kritische Stromdichten zum Schalten besitzen. In kürzlich erschienenen Arbeiten werden diese daher sowohl als Polarisatoren als auch als Analysatoren in Pillarstrukturen bei STT-Experimenten eingesetzt [20, 127, 202]. Aber auch für Experimente zur stromgetriebenen Domänenwandverschiebung in lateralen Strukturen können diese Multilagen eingesetzt werden [203, 204].

Abbildung 4.31 zeigt die FMR-Linienbreite von Py in [Co/Ni]/Cu/Py-Dreilagstrukturen als Funktion des eingepprägten Stromes und für beide Stromrichtungen. Hier erkennt man, dass die Linienbreite für beide Stromrichtungen mit zunehmender Stromstärke zunächst ansteigt. Ab einem Strom von 40 mA nimmt sie jedoch wieder ab, um schließlich oberhalb eines Stromes von 60 mA wieder deutlich anzusteigen. Dieses Verhalten kann allein mit dem STT, der auf die Py-Schicht wirkt, zunächst nicht verstanden werden. Zum einen steigt die Linienbreite mit zunehmender Stromstärke an, was durch die Wirkung des Oersted-Feldes erklärt werden könnte. Es ist aber auch eine Asymmetrie der Linienbreite für die unterschiedlichen Stromrichtungen zu erkennen, was dem STT zugeschrieben werden kann. In positiver Stromrichtung, wenn die Elektronen vom Polarisator zum Analysator fließen, wird eine größere Linienbreite und somit eine höhere Dämpfung der Py-Magnetisierung gemessen. Das ist in Übereinstimmung mit der Wirkung, die für den STT erwartet wird. Für die weitere Diskussion sind die magnetischen Parameter der Multilage entscheidend und folglich weitere Untersuchungen nötig. Im Folgenden werden daher winkelabhängige FMR-Messungen an den [Co/Ni]-Multilagen vorgestellt.

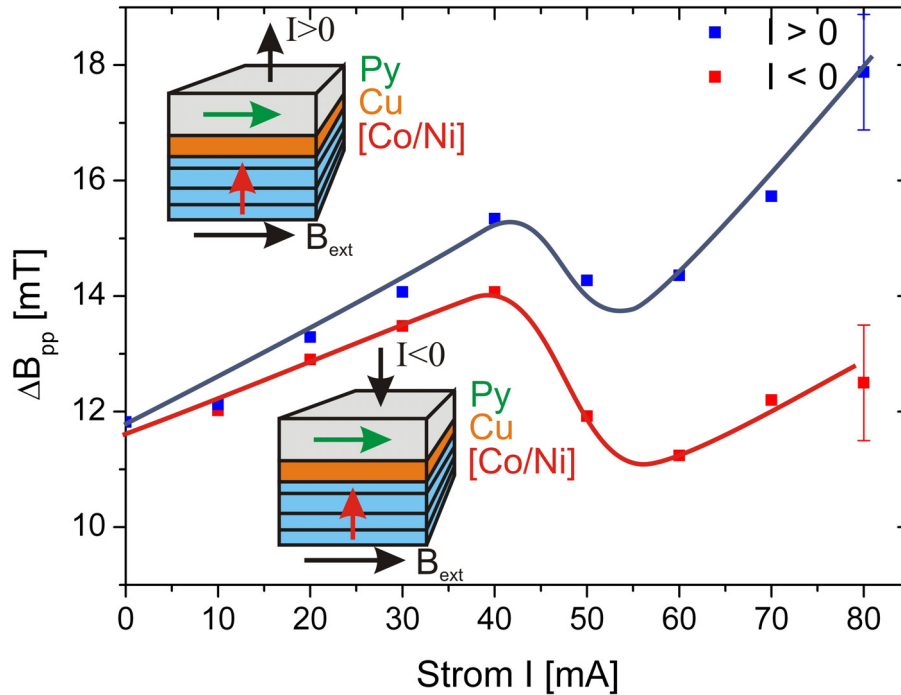


Abbildung 4.31: Linienbreite von Py als Funktion des Stromes für beide Stromrichtungen. Bei der Messung wurde das externe Magnetfeld in der Schichtebene orientiert. Die Linien sollen das Auge des Leser führen.

4.2.3.1 Ferromagnetische Resonanz an [Co/Ni]-Multilagen

Abbildung 4.32 zeigt FMR-Spektren einer $[\text{Co}(0.1 \text{ nm})/\text{Ni}(0.5 \text{ nm})] \times 5$ -Multilage gewachsen auf 3 nm Pt und mit 3 nm Pt abgedeckt. Die Messungen wurden bei Zimmertemperatur durchgeführt. Bei $\theta = 0^\circ$ und 180° wird ein geringeres Resonanzfeld gegenüber einem hohen Resonanzfeld bei 90° und 270° gemessen. Die Schichtnormale ist folglich die leichte Richtung der Magnetisierung. Aus der Bestimmung der Resonanzfelder und deren Winkelabhängigkeit kann ein effektives Anisotropiefeld von $B_{eff} = \frac{2k_{2\perp}}{M_S} - \mu_0 M_S = +51 \pm 0.5 \text{ mT}$ bestimmt werden. Die uniaxiale Anisotropie ist daher größer als die Formanisotropie der Schicht und die Magnetisierung richtet sich in Remanenz senkrecht zur Schicht aus. Mit der Sättigungsmagnetisierung $M_S = 477 \pm 50 \text{ kA/m}$, die mit SQUID-Magnetometrie bestimmt wurde, kann die Anisotropiekonstante zu $k_{2\perp} = 1.6 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$ bestimmt werden. Es sei darauf hingewiesen, dass zur Bestimmung des effektiven Anisotropiefeldes nur eine uniaxiale senk-

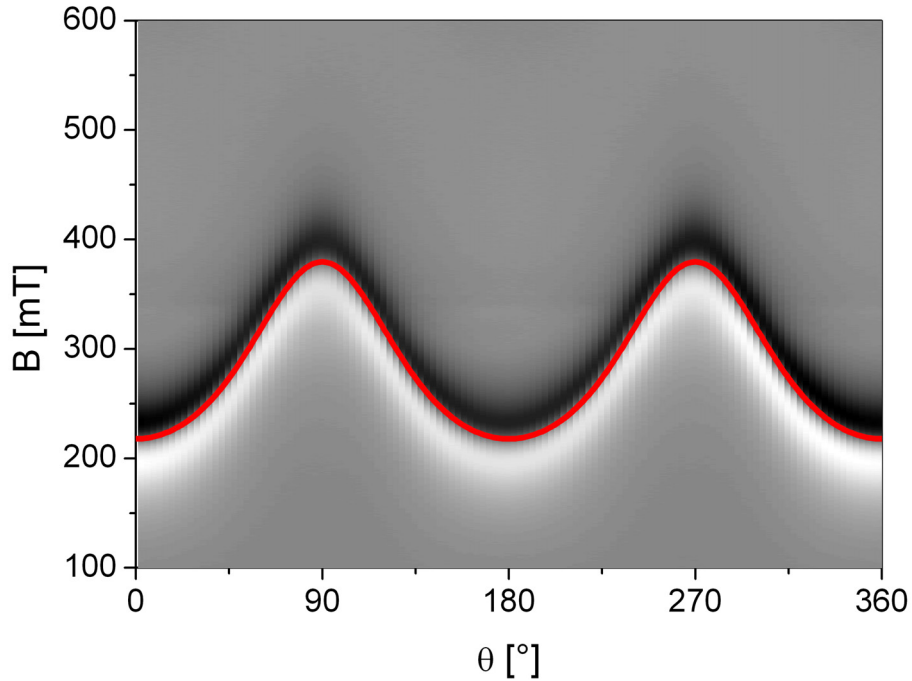


Abbildung 4.32: FMR-Spektren einer [Co/Ni]-Multilage gemessen bei Zimmertemperatur und einer Mikrowellenfrequenz von 9.85 GHz. Die Spektren sind als Funktion des Winkels zwischen Probennormalen und Magnetfeldrichtung aufgenommen. Die rote Linie ist die berechnete Winkelabhängigkeit des Resonanzfeldes mit angepassten Anisotropiekonstanten.

rechte Anisotropie angenommen wurde. Zusätzliche Anisotropien in der Schichtebene werden nicht beobachtet.

Wird die [Co/Ni]-Multilage als Polarisator in einer [Co/Ni]/Cu/Py-Pillarstruktur eingesetzt, muss auf die Pt-Abdeckschicht der Multilage verzichtet werden. Diese würde sich zwischen Polarisator und Analysator befinden und damit die Spinpolarisation des Stromes zerstören [153, 205]. Die Untersuchungen zeigen, dass sich das effektive Anisotropiefeld auf $B_{eff} = 6 \pm 0.5$ mT reduziert, wenn die Multilage statt mit Pt mit Cu abgedeckt wird [63]. Folglich wird die Magnetisierung der Multilage bei einem in der Schichtebene angelegtem Magnetfeld leichter in die Schichtebene gedreht und die senkrechte Magnetisierungskonfiguration der Polarisator- und Analysatormagnetisierung kann möglicherweise nicht erreicht werden.

In den vorangegangenen Kapiteln wurde gezeigt, dass eine Au-Schicht, die sich unter der ferromagnetischen Schicht befindet, die senkrechten Anisotropie beeinflussen kann. Daher wurden auch [Co/Ni]-Multilagenschichten mit einer Au- BUFFERSCHICHT hinsichtlich der Anisotropieänderung durch das Au mit der FMR untersucht. Abbildung 4.33 zeigt winkelabhängige FMR-Messung an einer [Co/Ni]-Multilage, wie sie auch in Abbildung 4.32 gezeigt ist. Gegenüber der zuvor vorgestellten Multilage, wurde hier jedoch die Multilage auf 10 nm Pt und 100 nm Au aufgedampft und die Pt-Abdeckschicht wurde durch eine Cu-Schicht ersetzt. Der genaue Verlauf des Resonanzfeldes ist in der Graustufenabbildung nur sehr undeutlich zu erkennen. Daher zeigt die rote Linie das mit angepassten Parametern gerechnete Resonanzfeld als Funktion des Polarwinkels. Die Anpassung der Resonanzfelder ist mit einem effektiven Anisotropiefeld von $B_{eff} = +21 \pm 0.5$ mT möglich. Die Magnetisierung der Multilage entspricht der in Abbildung 4.32 gezeigten Multilage. Somit hat sich die uniaxiale Anisotropie der Mul-

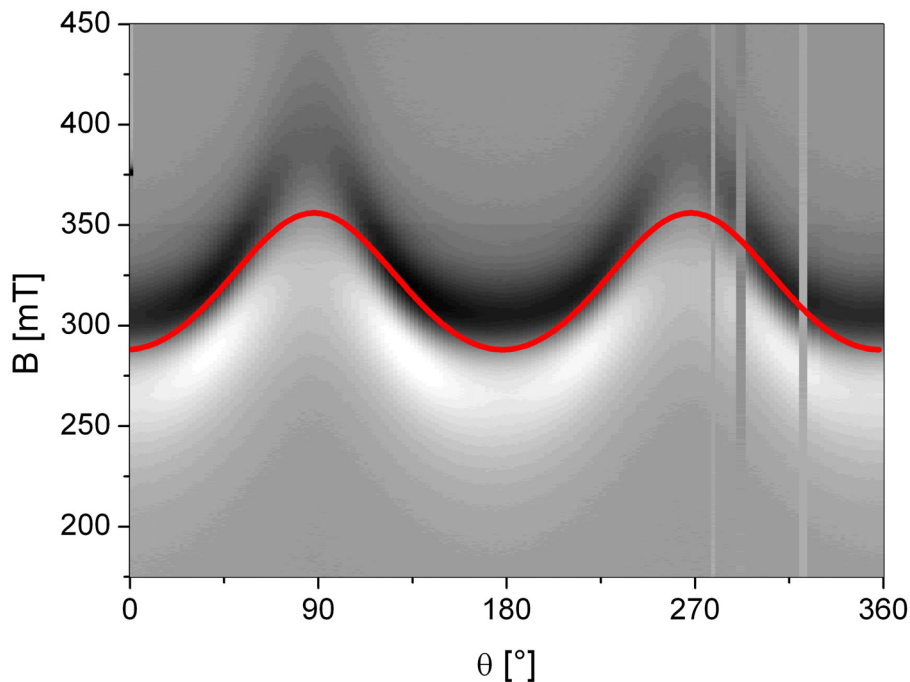


Abbildung 4.33: FMR-Spektren als Funktion des Polarwinkels einer auf 100 nm Au gewachsenen [Co/Ni]-Multilage. Als Abdeckschicht wurde hierbei Cu verwendet. Die rote Linie ist die berechnete Winkelabhängigkeit des Resonanzfeldes mit angepassten Anisotropiekonstanten.

tilage gegenüber der Multilage mit Pt-Abdecksicht zwar reduziert, jedoch ist sie größer als in einer Multilage ohne Pt-Abdeckschicht und ohne Au-Bufferschicht.

Zusammengefasst lässt sich sagen, dass eine $[\text{Co}(0.1 \text{ nm})/\text{Ni}(0.5 \text{ nm})] \times 5$ -Multilage gewachsen auf 3 nm Pt und mit 3 nm Pt abgedeckt eine uniaxiale senkrechte magnetische Anisotropie aufweist, die groß genug ist, um die Formanisotropie zu überwinden, so dass die Probenormale die leichte Richtung der Magnetisierung ist. Da die Pt/Co- und die Pt/Ni-Grenzfläche über die Oberflächenanisotropie für die senkrechte uniaxiale Anisotropie verantwortlich ist [62, 63], beobachtet man eine Abnahme der Anisotropie, wenn die Pt-Abdeckschicht durch eine Cu-Schicht ersetzt wird. Eine Au-Schicht unter der Multilage, wie sie in Pillarstrukturen für die Untersuchung des STT verwendet wird, vergrößert jedoch die Anisotropie. Allerdings ist die Anisotropie der Multilage sehr gering, was zur Folge hat, dass deren Magnetisierung bei einem kleinen in der Schichtebene orientierten Magnetfeld in Feldrichtung ausgerichtet wird. Verwendet man diese Multilage als Polarisator in einer Pillarstruktur, ist beim Resonanzfeld von Py, die Magnetisierung nahezu vollständig in der Schichtebene orientiert und folglich ist der für den Nachweis des STT notwendige Winkel zwischen Polarisator- und Analysatormagnetisierung nur durch den Öffnungswinkel der präzedierenden Py-Magnetisierung gegeben. Dieses Probensystem entspricht somit dem Co/Cu/Py-System, bei dem beide Magnetisierungen in der Schicht ausgerichtet sind. Damit sollte sich auch der Verlauf der Linienbreite als Funktion des Stromes für beide Probensysteme gleichen. Da sich die Eigenschaften der Py-Schichten im [Co/Ni]/Cu/Py- und im Co/Cu/Py-Probensystem nicht oder nur geringfügig unterscheiden, ist die deutlich unterschiedliche Abhängigkeit der Linienbreite von der Stromstärke auf die Polarisatorschichten zurückzuführen. Eine mögliche Erklärung ist, dass die [Co/Ni]-Multilage gegenüber Py, die magnetisch weichere Schicht ist und durch den spinpolarisierten Strom vom Py beeinflusst wird. Die Linienbreitenänderung vom Py entsteht dann indirekt über die von der Multilage zurückgestreuten Elektronen. Durch die Messung der Linienbreite der [Co/Ni]-Multilage als Funktion des eingepprägten Stromes könnte überprüft werden, ob die Multilage gegenüber der Py-Schicht die magnetisch weichere Schicht ist. Allerdings ist die Signalintensität der Multilagen in den Pillarstrukturen zu gering (etwa Faktor 100 kleiner als für Py), um sie mit der FMR detektieren zu können.

5 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Spin-Transfer-Torque-Effekt in ferro-/nichtferromagnetischen Pillarstrukturen untersucht. Zum ersten Mal wurde hierbei die FMR für dessen Nachweis benutzt, da man mit ihr Zugang zu den Effekten bei vergleichsweise kleinen Stromdichten hat, die mit anderen Messmethoden nicht erforscht werden können. Als Probensystem für die Untersuchung wurden Co/Cu/Py-Dreifachlagen gewählt, wobei Co als Spinpolarisator für den Strom dient. Es wird der Einfluss des spinpolarisierten Stromes auf die Dämpfung der Py-Magnetisierung gemessen. Die Schichtdicke der Cu-Zwischenschicht ist so gewählt, dass eine Kopplung der ferromagnetischen Schichten untereinander verhindert wird. In Remanenz sind beide ferromagnetischen Schichten in der Schichtebene orientiert. Darüber hinaus werden [Co/Pt]- und [Co/Ni]-Multilagungen als Polarisatoren benutzt, bei denen die Magnetisierung in Remanenz und in kleinen Magnetfeldern senkrecht zur Schicht orientiert ist.

Die magnetischen Charakterisierungen der ferromagnetischen Lagen wurden überwiegend an *Schichten* durchgeführt, da diese aufgrund ihres größeren magnetischen Moments gegenüber den Pillarstrukturen mit einer höheren Präzision gemessen werden können. Die Schichten werden (wie auch die Pillarstrukturen) in einer UHV-Kammer mit einem Basisvakuum von $p_B = 3 \cdot 10^{-10}$ mbar durch Elektronenstahlverdampfung hergestellt. Die strukturelle Charakterisierung der Schichten wird mit dem AFM und mit Elektronenmikroskopie (SEM und TEM) vorgenommen. Die Schichten weisen eine polykristalline Morphologie auf. Es zeigt sich bei Py eine kubisch flächenzentrierte Ordnung in den Kristalliten und die Co-Kristallite besitzen eine hexagonal dichtest gepackte Struktur.

Mit Hilfe von MOKE-Messungen, mit SQUID-Magnetometrie und mit der FMR werden die Proben magnetisch charakterisiert. Die Messungen zeigen, dass sowohl eine Co-Einzelschicht als auch eine Py-Einzelschicht eine senkrechte uniaxiale Anisotropie in Richtung der Schichtnormalen aufweisen. Anhand von frequenzabhängigen FMR-Messungen wird der g-Faktor der Py-Schicht zu $g = 2.14$ bestimmt. Die Schichten weisen Gilbert-artige Dämpfung auf, wobei die Dämpfungskonstante zu $\alpha = 0.015$ bestimmt wird. Wird eine Co/Cu/Py-Schicht auf Cu und Au aufgedampft, ändert

sich die Anisotropie in der Py-Schicht gegenüber einer Py-Einzelschicht nur wenig. Es ist jedoch eine deutliche Zunahme der FMR-Linienbreite aufgrund der Zunahme inhomogener Dämpfung zu beobachten. Durch das Heizen der Probe während des Aufdampfens und durch eine Pt-Schicht, die vor der Au-Schicht auf das Substrat gedampft wird, ist es gelungen, die Rauigkeit der Schichten zu reduzieren.

In [Co/Pt]-Multilagen wird eine senkrechte uniaxiale Anisotropie mit einer Größe von $k_{2\perp} = 3.3 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$ gemessen und aufgrund der geringen Sättigungsmagnetisierung von $M_S = 344 \text{ kA/m}$ ist bei ihnen die Schichtnormale die leichte Richtung der Magnetisierung. Auch bei den [Co/Ni]-Multilagen ist die Schichtnormale die leichte Richtung, jedoch weisen sie durch die geringe senkrechte Anisotropie von $k_{2\perp} = 1.6 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$ nur ein effektives Anisotropiefeld von $B_{eff} = 51 \text{ mT}$ auf, wohingegen das Anisotropiefeld der [Co/Pt]-Multilagen 1.5 T ist.

Die Pillarstrukturen werden mit Hilfe von EBL mit Lift-off Technik hergestellt und kontaktiert. Die Untersuchungen der Pillarstrukturen mittels FMR werden an einer Vielzahl von *identischen* Pillarstrukturen durchgeführt, um die Signalintensität zu erhöhen. Die Untersuchungen zeigen, dass sich die magnetischen Parameter, wie die Anisotropie und die Dämpfung der Pillarstrukturen, gegenüber der Schichten nur wenig ändern. Durch die endlichen Abmessungen der Pillarstrukturen treten jedoch neben den uniformen Resonanzen der Co- und Py-Schichten zusätzliche Signale durch Spinwellen in der Probe auf.

Für die Untersuchung des STT wurde eine Methode entwickelt, viele Strukturen auf dem Substrat zu präparieren und *alle Strukturen in Reihe* miteinander zu verbinden, so dass der Strom durch alle Strukturen in der gleichen Richtung fließt. Damit kann eine Stromdichte von $J > 10^9 \text{ A/m}^2$ erreicht werden, die für den Nachweis eines Einflusses des STT auf die Dämpfung der Magnetisierung des Analysators nötig ist. Verglichen dazu werden bei Messungen des STT mittels GMR-Effektes typischerweise Stromdichten von $J \approx 10^{11} \text{ A/m}^2$ verwendet. Die Erwärmung der Probe aufgrund der immer noch hohen Stromdichten und der damit verbundenen Änderung der magnetischen Parameter der Schichten kann durch ein eigens dafür entwickeltes Kühlverfahren verhindert werden. Wird in die Strukturen ein Strom eingepreßt und die FMR-Linienbreite der Py-Schicht als Funktion des Stromes gemessen, beobachtet man eine Zunahme der Linienbreite, wenn der Strom von der Co-Schicht in Richtung der Py-Schicht fließt, was auf die zusätzliche Dämpfung der Py-Magnetisierung durch den STT zurückgeführt werden kann. Der lineare Anstieg der Linienbreite in Abhängigkeit der Stromdichte ist in Übereinstimmung mit dem in der Theorie vorhergesagtem Verhalten. Wird die Stromrichtung umgekehrt, wird eine lineare Annahme der Linienbreite des Py-Signals

und somit die Entdämpfung der Präzessionsbewegung beobachtet. Die Berechnung des STT zeigt eine sehr gute Übereinstimmung zum Experiment und die extrapolierte kritische Stromdichte, bei der die intrinsische Dämpfung kompensiert wird, ist mit $4.7 \cdot 10^{11} \text{ A/m}^2$ vergleichbar mit den in der Literatur gefundenen Werten. Ist das externe Magnetfeld senkrecht zur Probe orientiert, kann der Winkel zwischen der Py- und der Co-Magnetisierung vergrößert werden. In dieser Messgeometrie wird ebenfalls eine Zunahme beziehungsweise eine Abnahme der Linienbreite von Py als Funktion des eingepprägten Stromes beobachtet. Der Effekt ist jedoch verglichen mit der Messung mit einem in der Schichtebene orientierten Magnetfeld deutlich vergrößert.

Neben der Zu- beziehungsweise Abnahme der Linienbreite als Funktion des Stromes, kann *unabhängig von der Stromrichtung* auch eine Verschiebung des Resonanzfeldes gemessen werden und es tritt bei hohen Stromdichten ein zusätzliches Signal auf. Die Verschiebung der Resonanz wird durch ein durch das Oersted-Feld verändertes inneres Feld in der Schicht verursacht, wohingegen das zusätzliche Signal durch die vom Oersted-Feld veränderte Anisotropie am Rand der Pillarstruktur verursacht wird. Ein Einfluss des Oersted-Feldes auf die Linienbreite der Py-Resonanz kann im Experiment *nicht* beobachtet werden und ist folglich sehr viel kleiner als der Einfluss des STT.

Wird eine [Co/Pt]-Multilage als Spinpolarisator verwendet, ist *keine* Veränderung der Py-Linienbreite als Funktion des Stromes beobachtbar. Dies kann dadurch erklärt werden, dass in exakt senkrechter Orientierung von Polarisator- und Analysatormagnetisierung der STT zwar nahezu maximal ist, jedoch kein Einfluss auf die FMR-Linienbreite des Analysator zu erwarten ist. Aber auch eine geringe Spinpolarisation des Stromes durch den hohen Pt-Anteil in der Multilage kann dafür verantwortlich sein, dass der STT nicht beobachtet werden kann. Daher werden [Co/Ni]-Multilagen als Spinpolarisator verwendet, in denen keine Pt-Zwischenschichten verwendet werden. Das komplexe Verhalten der Linienbreite von Py als Funktion des Stromes kann dadurch erklärt werden, dass bei einem in der Schichtebene orientierten Magnetfeld und Erreichen des Py-Resonanzfeldes die Magnetisierung der Multilage in der Schichtebene orientiert ist. Eigentlich würde man daher vergleichbare Effekte wie beim Co/Cu/Py-Probensystem erwarten, bei dem beide Magnetisierungen in der Schichtebene orientiert sind. Dass dies nicht beobachtet wird, hängt vermutlich zusammen, dass in der [Co/Ni]/Cu/Py-Schicht die Multilage als Analysator wirkt, der durch den Strom beeinflusst wird. Da die Größe des FMR-Signals der Multilage etwa 2 Größenordnungen kleiner ist als das Signal von Py, ist ein Nachweis der Beeinflussung der Multilage durch den spinpolarisierten Strom mittels FMR nicht möglich. Es kann nur die Auswirkung der von der Multilage zurück gestreuten Elektronen auf das Py gemessen werden.

A Anhang

A.1 OOMMF-Beispieldatei

Für die berechnete zeit- und magnetfeldabhängige Orientierung der magnetischen Momente innerhalb der Probe mit OOMMF wird ein 3d-Solver „Oxsii“ benutzt, mit dem die Probe in allen 3 Dimensionen in Zellen zerlegt wird. Für jede Zelle wird die Gleichgewichtsrichtung der Magnetisierung berechnet, wobei die Zellen untereinander durch die Austauschwechselwirkung und Dipol-Dipol-Wechselwirkung gekoppelt sind. Die Datei, die mit OOMMF geladen wird und die Proben- und Rechenparameter enthält wird im mif2-Format erstellt. In dieser werden die Probendimensionen und die Zellengröße angegeben. Für jede Zelle kann eine kubische oder/und uniaxiale Anisotropie angenommen werden. Zudem wird ein g-Faktor und eine Dämpfungskonstante α der Probe angegeben. Die Magnetisierung kann für jede Zelle einzeln gewählt werden und erlaubt somit auch die OOMMF-Berechnung einer Ferromagnet/Nichtferromagnet/Ferromagnet-Dreilagenseuktur. Die Größe der Austauschwechselwirkung zwischen den Zellen wird mit der Austauschkonstante angegeben. Die Rechnung kann nach einer angegebenen Simulationszeit abgebrochen werden oder man wählt als Abbruchbedingung, dass die zeitliche Änderung der Magnetisierung einen bestimmten Wert unterschreitet. Letzteres wird für die Relaxation der Magnetisierung in einem externen Magnetfeld benutzt. Der Quellcode einer typischen Datei für die Relaxation der Magnetisierung einer polykristallinen Probe ohne Anisotropie lautet wie folgt:

```
# MIF 2.1

set PI [expr {4*atan(1.)}]
set MU0 [expr {4*$PI*1e-7}]

proc pillar { Ms1 Ms2 x y z } {
if {$z<0.50} {return $Ms1}
if {$z>0.75} {return $Ms2}
```

```
return 0
}
# z<0.5 von 1 ist Ms1 (Co) und z>0.75 von 1 ist Ms2 (Py)

Specify Oxs_BoxAtlas:atlas {
  xrange {0 5e-6}
  yrange {0 5e-6}
  zrange {0 40e-9}
}
# Definition der Probendimension

Specify Oxs_RectangularMesh:mesh {
  cellsize {10e-9 10e-9 10e-9}
  atlas :atlas
}
# Definition der Zellengröße

Specify Oxs_UniformExchange {
  A 13E-12
}
# Definition der Austauschkonstante

Specify Oxs_UZeeman:extfield0 [subst {
  comment {Field values in Tesla; scale to A/m}
  multiplier [expr {1/$MU0}]
  Hrange {
    {0.005 0.0 0.0 0.005 0.0 0.0 0}
  }
}]
# Magnetfeld wird auf 5 mT in x-Richtung gesetzt

Specify Oxs_EulerEvolve {
  do_precess 1
  gamma_LL 2.3426e5
  alpha 0.014
}
# Die Magnetisierung präzediert beim Relaxieren und
  Definition von gamma und alpha

Specify Oxs_TimeDriver [subst {
  basename ./5um-ip-CoCuPy-10nmZellen-5mT
  vector_field_output_format {binary 4}
```

```
scalar_output_format %.15g
# Definition des Ausgabeformats
evolver Oxs_EulerEvolve
# Euler-Verfahren wird benutzt
mesh :mesh
# obere Zellendefinition wird benutzt
stopping_dm_dt 1e-5
# Definition der Abbruchbedingung
Ms {Oxs_ScriptScalarField{atlas:atlas script{pillar 1412e3 950e3}}}
# Definition der beiden Sättigungsmagnetisierungen
m0 { 1 0 0 }
# zu Beginn der Rechnung ist die Magnetisierung in x-Richtung
  gesättigt

}}
Destination archive1 mmArchive
Schedule DataTable archive1 Stage 1
Schedule Oxs_TimeDriver::Magnetization archive1 Stage 1
# Ausgabe
```

A.2 FMR-Berechnung mit OOMMF

In diesem Abschnitt ist der Quellcode für die FMR-Berechnung mittels OOMMF gezeigt. Wie im letzten Abschnitt erläutert, wird die Probe in Zellen aufgeteilt und für jede Zelle die Gleichgewichtsrichtung der Magnetisierung unter Berücksichtigung der Austausch- und Dipol-Dipol-Wechselwirkung benachbarter Zellen berechnet. Neben dem statischen externen Magnetfeld, das hier variiert wird, dient ein hochfrequentes Magnetfeld senkrecht zum externen Feld für die Auslenkung der Magnetisierung und für deren Präzession um das statische Feld. Nach einer ganzen Anzahl von Schwingungen wird die Komponente der Magnetisierung in Richtung des Hochfrequenzfeldes gespeichert. Diese Komponente ist proportional zur Präzessionsanregung und ist maximal, wenn die Magnetisierung in Resonanz ist. Wird die Größe der Schwingungsanregung als Funktion des statischen Magnetfeldes aufgetragen, erhält man das gerechnete FMR-Spektrum.

```
# MIF 2.1

set PI [expr {4*atan(1.)}]
```

```

set MU0 [expr {4*$PI*1e-7}]

proc pillar { Ms1 Ms2 x y z } {
  if {$z<0.50} {return $Ms1}
  if {$z>0.75} {return $Ms2}
  return 0
}
Specify Oxs_BoxAtlas:atlas {
  xrange {0 5e-6}
  yrange {0 5e-6}
  zrange {0 40e-9}
}
Specify Oxs_RectangularMesh:mesh {
  cellsize {100e-9 100e-9 10e-9}
  atlas :atlas
}
Specify Oxs_UniformExchange {
  A 13E-12
}
Specify Oxs_UZeeman:extfield0 [subst {
  comment {Field values in Tesla; scale to A/m}
  multiplier [expr {1/$MU0}]
  Hrange {
    {0.0002 0.0 0.000 0.2 0.0 0.0 1000}
  }
}]
# Magnetfeld in x-Richtung wird in 1000 Schritten von 0.2 mT
  auf 200 mT verändert

Specify Oxs_ScriptUZeeman:microwavefield0 {
  script_args total_time
  script SineField
  multiplier 1
}
proc SineField { total_time } {
  set PI [expr {4*atan(1.)}]
  set Amp 40
  # Amplitude (in A/m) des Hochfrequenzfeldes wird gesetzt
  set Freq [expr {9.8e9*(2*$PI)}]
  # Frequenz des Hochfrequenzfeldes wird gesetzt
  set Hz [expr {$Amp*sin($Freq*$total_time)}]
  set dHz [expr {$Amp*$Freq*cos($Freq*$total_time)}]
}

```

```
return [list 0 $Hz 0 0 $dHz 0]
# Hochfrequenzfeld ist in y-Richtung orientiert (in der Ebene)
}
Specify Oxs_EulerEvolve {
  do_precess 1
  gamma_LL 2.3426e5
  alpha 0.014
}
Specify Oxs_TimeDriver [subst {
  basename ./5um-ip-CoCuPy-2G-100nmZellen
  vector_field_output_format {binary 4}
  scalar_output_format %.15g
  evolver Oxs_EulerEvolve
  mesh :mesh
  stopping_time 1.0204082e-9
# Definition der Abbruchbedingung
# 1.0204082e-9 s entsprechen 10 Schwingungen bei 9.8 GHz
Ms {Oxs_ScriptScalarField{atlas:atlas script{pillar 1412e3 950e3}}}
m0 { 1 0 0 }
}]
Destination archive1 mmArchive
Schedule DataTable archive1 Stage 1
Schedule Oxs_TimeDriver::Magnetization archive1 Stage 1
```

Für eine Erläuterung der einzelnen Zeilen sei auch auf die Beispieldatei in [A.1](#) verwiesen.

A.3 Oersted-Feld-Berechnung

Mit Hilfe der in diesem Abschnitt vorgestellten Gleichungen können die Komponenten des Oersted-Feldes eines in z-Richtung unendlichen Leiters mit rechteckigem Querschnitt berechnet werden. Die Kantenlänge des Leiters ist $2a$ und $2b$. Hierbei wird vorausgesetzt, dass die Stromdichte J innerhalb des Leiters konstant ist.

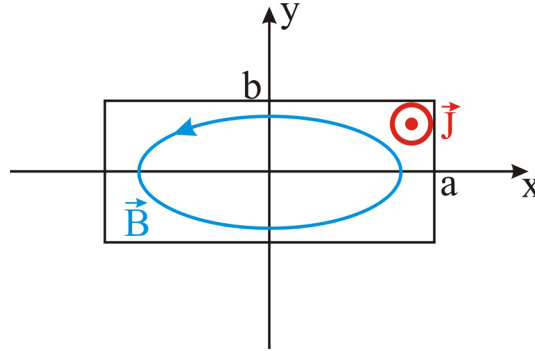


Abbildung A.1: Schematische Darstellung eines endlichen Leiters mit rechteckigem Querschnitt für die Berechnung des Oersted-Feldes. Die Kantenlängen des Leiters sind $2a$ und $2b$ und der Strom mit der Stromdichte \vec{J} fließt senkrecht zur abgebildeten Fläche.

$$\begin{aligned}
 B_x = & - \frac{\mu_0 J}{2\pi} \left\{ \frac{a+x}{2} \ln \frac{(y+b)^2 + (x+a)^2}{(y-b)^2 + (x+a)^2} + \frac{a-x}{2} \ln \frac{(y+b)^2 + (x-a)^2}{(y-b)^2 + (x-a)^2} \right\} \\
 & - \frac{\mu_0 J}{2\pi} \left\{ (y+b) \left(\operatorname{arctg} \frac{a+x}{b+y} + \operatorname{arctg} \frac{a-x}{b+y} \right) + (y-b) \left(\operatorname{arctg} \frac{a+x}{b-y} + \operatorname{arctg} \frac{a-x}{b-y} \right) \right\} \\
 B_y = & + \frac{\mu_0 J}{2\pi} \left\{ \frac{b+y}{2} \ln \frac{(x+y)^2 + (y+b)^2}{(x-a)^2 + (y+b)^2} + \frac{b-y}{2} \ln \frac{(x+a)^2 + (y-b)^2}{(x-a)^2 + (y-b)^2} \right\} \\
 & + \frac{\mu_0 J}{2\pi} \left\{ (x+a) \left(\operatorname{arctg} \frac{b+y}{a+x} + \operatorname{arctg} \frac{b-y}{a+x} \right) + (x-a) \left(\operatorname{arctg} \frac{b+y}{a-x} + \operatorname{arctg} \frac{b-y}{a-x} \right) \right\}
 \end{aligned}$$

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematische Darstellung der austauschufgepaltenen Zustandsdichte im 3d-Ferromagneten	9
2.2	Elektrischer Widerstand von Nickel und Palladium als Funktion der Temperatur	10
2.3	Darstellung der Zustandsdichte in Ferro- und Nichtferromagneten zur Erläuterung des Riesenmagnetowiderstandes	12
2.4	Darstellung der Winkeldefinition für die Anisotropieenergie	17
2.5	Schematische Darstellung der Magnetisierungsdynamik in einem effektiven Magnetfeld	25
2.6	Berechnetes Absorptionssignal und dessen Ableitung als Funktion des externen Magnetfeldes	31
2.7	Dispersionsrelation für eine Oberflächenmode und von Volumenmoden	33
2.8	Schematische Darstellung verschiedener Anregungsmoden: Uniforme Anregung, Forward- und Backward-Volumenmode	34
2.9	Darstellung des spinpolarisierten Stromflusses und des STT in einer Pillarstruktur.	37
2.10	Skizzierte Darstellung des stromgetriebenen Ummagnetisierungsprozesses in einer Pillarstruktur	39
2.11	Berechnung der STT-Effizienz-Funktion und des STT für verschiedene Polarisierungen	42
2.12	Schematische Darstellung einer Blochwand	45
2.13	Domänenwandgeschwindigkeit als Funktion des Magnetfeldes und des Stromes	46
3.1	Darstellung der Prozessschritte für die Elektronenstrahlolithographie	50
3.2	Schematische Darstellung der UHV-Elektronenstrahlverdampferanlage im Querschnitt	52
3.3	Darstellung der Prozessschritte für die Reihenschaltung von Pillarstrukturen	54
3.4	SEM-Aufnahme einer Reihenschaltung von Pillarstrukturen	56

3.5	Lichtmikroskopische Aufnahme der Reihenschaltung von Pillarstrukturen	58
3.6	FIB-Präparation für die Querschnittsuntersuchung einer Schicht	59
3.7	Schematischer Aufbau einer FMR-Apparatur	63
3.8	Feldverteilung des elektrischen und magnetischen Feldes im Zylinder- und Rechteckresonator	65
3.9	Schematische Darstellung Kühl- bzw. Heizeinsatzes für die Untersuchung des STT Effektes mit der FMR	68
3.10	Zelleneinteilung für die GMR Berechnung mit OOMMF	72
4.1	AFM-Aufnahmen von Co/Cu/Py-Schichten ohne und mit Au-Schicht als Unterlage	77
4.2	Einfluss des Heizens während des Aufdampfens auf die Morphologie von Co/Cu/Py-Schichten	78
4.3	TEM-Aufnahmen an einer Py- und Co-Schicht und zugehörige Beugungsbilder	80
4.4	TEM-Aufnahmen einer Co/Cu/Py-Dreilagenschicht auf Au und Pt im Querschnitt	82
4.5	Kerr-Winkel als Funktion des externen Magnetfeldes für eine Co/Cu/Py-Schicht in polarer Geometrie	84
4.6	SQUID-Messungen an einer Co/Cu/Py-Schicht in schwerer und leichter Richtung der Magnetisierung	85
4.7	Winkelabhängige FMR-Spektren einer 20 nm dicken Co-Schicht bei einer Mikrowellenfrequenz von 9.85 GHz	87
4.8	Winkelabhängige FMR-Spektren einer Co-Schicht bei einer Mikrowellenfrequenz von 9.85 GHz mit einem in der Ebene orientiertem Magnetfeld	89
4.9	Winkelabhängige FMR-Spektren einer 10 nm Py-Schicht gemessen bei Zimmertemperatur und bei 9.83 GHz	90
4.10	Frequenzabhängige FMR-Messungen an einer 10 nm Py-Schicht mit einem in der Schichtebene orientiertem Magnetfeld	92
4.11	Winkelabhängige FMR-Spektren einer Co/Cu/Py-Schicht gemessen bei Zimmertemperatur	93
4.12	Einfluss einer Au-Schicht unter der Co/Cu/Py-Schicht auf das Resonanzfeld und die Linienbreite	95
4.13	SEM-Aufnahme eines unterkehligen Lackprofils im Querschnitt und einer Pillarstruktur mit quadratischer Grundfläche	96

4.14 SEM-Aufnahme einer kontaktierten Pillarstruktur und Abbildung des Lackes mit inversem unterkehligem Profil im Querschnitt	97
4.15 GMR-Messungen an einzelnen Pillarstrukturen unterschiedlicher Größe bei 4.2 K	99
4.16 Schematische Darstellung der in Reihenschaltung von Pillarstrukturen	101
4.17 Magnetowiderstandsmessungen an 200 in Reihe geschalteten Co/Cu/Py-Pillarstrukturen bei Zimmertemperatur	102
4.18 Stromabhängige Widerstandsmessung an in Reihe geschalteten Pillarstrukturen	103
4.19 Vergleich von einer Probe mit Co/Cu/Py-Pillarstrukturen und einer Co/Cu/Py-Schicht	105
4.20 FMR-Spektren von Py in Co/Cu/Py-Pillarstrukturen ohne und mit eingepprägtem Strom	108
4.21 FMR-Spektren von Py in Co/Cu/Py-Pillarstrukturen ohne und mit eingepprägtem positiven und negativem Strom	109
4.22 FMR-Linienbreite von Py als Funktion des eingepprägten positiven und negativen Stromes	111
4.23 Py-Linienbreite als Funktion des positiven und negativen Stromes gemessen in polarer Geometrie	112
4.24 Gerechnetes Oersted-Feld für eine $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ große Pillarstruktur . . .	114
4.25 Darstellung des Oersted-Feldes in der Schichtebene und Auswirkung auf das Resonanzfeld	115
4.26 FMR-Rechnung mit OOMMF für eine Py-Schicht mit und ohne eingepprägtem Strom	116
4.27 SQUID-Messungen an einer [Co/Pt]-Multilage bei Zimmertemperatur	119
4.28 FMR-Resonanzfeld und Linienbreite des Py-Signals einer [Co/Pt]/Cu/Py-Schicht als Funktion des Polarwinkels	121
4.29 Py-Resonanzfeld und Linienbreite als Funktion des positiven und negativen Stromes für [Co/Pt]/Cu/Py-Pillarstrukturen	122
4.30 Schematische Darstellung zur Wirkung des STT in einer [Co/Pt]/Cu/Py-Pillarstruktur	123
4.31 Py-Linienbreite als Funktion des positiven und negativen Stromes für [Co/Ni]/Cu/Py-Pillarstrukturen	125
4.32 Winkelabhängige FMR-Spektren einer [Co/Ni]-Multilage gemessen bei Zimmertemperatur	126
4.33 Winkelabhängige FMR-Spektren einer auf Au gewachsenen [Co/Ni]-Multilage	127

A.1 Schematische Darstellung eines endlichen Leiters mit rechteckigem Querschnitt für die Berechnung des Oersted-Feldes 138

Literaturverzeichnis

- [1] T. McGuire, R. Potter, *IEEE Trans. Magn.* **11**, 1018 (1975)
- [2] R. I. Potter, *Phys. Rev. B* **10**, 4626 (1974)
- [3] Žutić, Igor and Fabian, Jaroslav and Das Sarma, S., *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004)
- [4] T. J. Klemmer, J. Z. Sun, A. Fert, J. Bass, Hrsg., *Spintronics*, MRS - Materials Research Society, Vol. 690 (2001)
- [5] P. Grünberg, A. Fert, *Nobel Lecture* (2007)
- [6] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, J. Chazelas, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988)
- [7] Moodera, J. S. and Kinder, Lisa R. and Wong, Terrilyn M. and Meservey, R., *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3273 (1995)
- [8] R. C. Sousa, V. Soares, F. Silva, J. Bernardo, P. P. Freitas, *J. Appl. Phys.* **87**, 6382 (2000)
- [9] B. N. Engel, J. Akerman, B. Butcher, R. W. Dave, M. DeHerrera, M. Durlam, G. Grynkewich, J. Janesky, S. V. Pietambaram, N. D. Rizzo, J. M. Slaughter, K. Smith, J. J. Sun, S. Tehrani, *IEEE Trans. Magn.* **41**, 132 (2005)
- [10] X. Zhu, J.-G. Zhu, *IEEE Trans. Magn.* **43**, 2349 (2007)
- [11] J. Lindner, *Superlattices and Microstructures* **In Press, Corrected Proof**, (2010)
- [12] L. Berger, *J. Appl. Phys.* **49**, 2156 (1978)
- [13] L. Berger, *J. Appl. Phys.* **50**, 2137 (1979)
- [14] P. P. Freitas, L. Berger, *J. Appl. Phys.* **57**, 1266 (1985)
- [15] J. C. Slonczewski, *J. Magn. Magn. Mat.* **159**, L1 (1996)
- [16] L. Berger, *Phys. Rev. B* **54**, 9353 (1996)

- [17] J. A. Katine, F. J. Albert, R. A. Buhrman, E. B. Myers, D. C. Ralph, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3149 (2000)
- [18] O. Boulle, V. Cros, J. Grollier, L. G. Pereira, C. Deranlot, F. Petroff, G. Faini, J. Barnas, A. Fert, *Nature* **3**, 492 (2007)
- [19] S. I. Kiselev, J. C. Sankey, I. N. Krivorotov, N. C. Emley, R. J. Schoelkopf, R. A. Buhrman, D. C. Ralph, *Nature* **425**, 380 (2003)
- [20] S. Mangin, D. Ravelosona, J. A. Katine, M. J. Carey, B. D. Terris, Eric E. Fullerton, *Nature Mater.* **5**, 210 (2006)
- [21] R. Lehndorff, D. E. Bürgler, A. Kakay, R. Hertel, C. M. Schneider, *IEEE Trans. Magn.* **44**, 1951 (2008)
- [22] B. Stahlmecke, G. Dumpich, *J. Phys.: Condens. Matter* **19**, 046210 (2007)
- [23] J. Lindner and M. Farle, *Magnetic Heterostructures, Advances and Perspectives in Spinstructures and Spintransport*, Bd. 227, Springer Verlag (2008)
- [24] <http://math.nist.gov/oommf> (2010)
- [25] H. Ibach, H. Lüth, *Festkörperphysik, 6. Auflage*, Springer Verlag (2002)
- [26] F. Bloch, *Z. Phys. A* **52**, 555 (1928)
- [27] P. Drude, *Ann. d. Phys.* **306**, 566 (1900)
- [28] J. S. Dugdale, *The Electrical Properties of Metals and Alloys*, Edward Arnold (1977)
- [29] P. A. Lee, T. V. Ramakrishnan, *Rev. Mod. Phys.* **57**, 287 (1985)
- [30] P. Debye, *Ann. d. Phys.* **344**, 789 (1912)
- [31] K. L. Chopra, *Thin Film Phenomena*, McGraw-Hill Book Company New York (1969)
- [32] K. Fuchs, *Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society* **34**, 100 (1938)
- [33] E. H. Sondheimer, *Phys. Rev.* **80**, 401 (1950)
- [34] M. Kohler, *Ann. d. Phys.* **424**, 211 (1938)
- [35] J. L. Olsen, *Electron transport in metals*, John Wiley & Sons, New York-London (1962)

- [36] E. H. Sondheimer, A. H. Wilson, *Proc. Roy. Soc. (London)* **190**, 435 (1947)
- [37] M. Kohler, *Ann. Phys.* **18**, 1949 (6)
- [38] N. F. Mott, *Adv. Phys.* **13**, 325 (1964)
- [39] B. R. Coles, *Adv. Phys.* **7**, 40 (1958)
- [40] C. L. Chien, J. Q. Xiao, J. S. Jiang, *J. Appl. Phys.* **73**, 5309 (1993)
- [41] B. Raquet, M. Viret, J. M. Broto, E. Sondergard, O. Cespedes, R. Mamy, *J. Appl. Phys.* **91**, 8129 (2002)
- [42] N. F. Mott, *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences* **156**, 368 (1936)
- [43] A. Fert, I. A. Campbell, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1190 (1968)
- [44] P. Grünberg, R. Schreiber, Y. Pang, M. B. Brodsky, H. Sowers, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 2442 (1986)
- [45] M. A. Ruderman, C. Kittel, *Phys. Rev.* **96**, 99 (1954)
- [46] K. Yosida, *Phys. Rev.* **106**, 893 (1957)
- [47] S. S. P. Parkin, M. More, K. P. Roche, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2304 (1990)
- [48] A. Paul, M. Buchmeier, D. E. Bürgler, P. Grünberg, *J. Appl. Phys.* **97**, 023910 (2005)
- [49] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik, 14. Auflage*, Oldenburg Verlag München Wien (2006)
- [50] A. Aharoni, *Introduction to the Theory of Ferromagnetism, 2. Auflage*, Oxford University Press (2000)
- [51] W. Nolting, *Quantentheorie des Magnetismus 1*, Teubner Stuttgart (1986)
- [52] A. Hubert, R. Schäfer, *Magnetic Domains*, Springer Verlag (1998)
- [53] A. Aharoni, *J. Appl. Phys.* **83**, 3432 (1998)
- [54] R. I. Joseph, E. Schlömann, *J. Appl. Phys.* **36**, 1579 (1965)
- [55] D.-X. Chen, C. Prados, E. Pardo, A. Sanchez, A. Hernando, *J. Appl. Phys.* **91**, 5254 (2002)
- [56] E. Pardo, A. Sanchez, D.-X. Chen, *J. Appl. Phys.* **91**, 5260 (2002)

- [57] J. H. van Vleck, *Phys. Rev.* **52**, 1178 (1937)
- [58] A. Berger, U. Linke, H. P. Oepen, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 839 (1992)
- [59] C. Boeglin, S. Stanescu, J. P. Deville, P. Ohresser, N. B. Brookes, *Phys. Rev. B* **66**, 014439 (2002)
- [60] S. Chikazumi, *Physics of Ferromagnetism, 2. Auflage*, Oxford University Press (1997)
- [61] M. T. Johnson, P. J. H. Bloemen, F. J. A. den Broeder, J. J. de Vries, *Rep. Prog. Phys.* **59**, 1409 (1996)
- [62] P. F. Carcia, *J. Appl. Phys.* **63**, 5066 (1988)
- [63] O. Posth, C. Hassel, M. Spasova, G. Dumpich, J. Lindner, S. Mangin, *J. Appl. Phys.* **106**, 023919 (2009)
- [64] F. J. A. den Broeder, E. Janssen, W. Hoving, W. B. Zeper, *IEEE Trans. Magn.* **28**, 2760 (1992)
- [65] C. Hassel, M. Brands, F. Y. Lo, A. D. Wieck, G. Dumpich, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 226805 (2006)
- [66] J. Lindner, Doktorarbeit, Freie Universität Berlin (2002)
- [67] D. Polder, *Phys. Rev.* **73**, 1116 (1948)
- [68] J. H. Van Vleck, *Phys. Rev.* **78**, 266 (1950)
- [69] L. Landau, E. Lifshitz, *Phys. Z. Sow.* **8**, 153 (1935)
- [70] J. Smit, H. G. Beljers, *Phillips Res. Rep.* **10**, 113 (1955)
- [71] H. Suhl, *Phys. Rev.* **97**, 555 (1955)
- [72] T. L. Gilbert, *Phys. Rev.* **100**, 1243 (1955)
- [73] R. Kordecki, Doktorarbeit, Ruhr-Universität Bochum (1990)
- [74] L. Baselgia, M. Warden, F. Waldner, S. L. Hutton, J. E. Drumheller, Y. Q. He, P. E. Wigen, M. Maryško, *Phys. Rev. B* **38**, 2237 (1988)
- [75] S. Iida, *J. Phys. Chem. Solids* **24**, 625 (1963)
- [76] B. Heinrich, A. S. Arrott, *J. Appl. Phys.* **57**, 3709 (1985)

- [77] F. Schreiber, J. Pflaum, Z. Frait, Th. Mühge, J. Pelzl, *Solid State Communications* **93**, 965 (1995)
- [78] M. Farle, *Rep. Prog. Phys.* **61**, 755 (1998)
- [79] J. Lindner, I. Barsukov, C. Raeder, C. Hassel, O. Posth, R. Meckenstock, P. Landeros, D. L. Mills, *Phys. Rev. B* **80**, 224421 (2009)
- [80] Arias, Rodrigo and Mills, D. L., *Phys. Rev. B* **60**, 7395 (1999)
- [81] B. Heinrich, *Spin Relaxation in Magnetic Metallic Layers and Multilayers, Ultrathin Magnetic Structures, Fundamentals of Nanomagnetism Vol. III*, Springer, Berlin (2005)
- [82] S. V. Vonsovskii, *Ferromagnetic Resonance*, Pergamon Press, Oxford London (1966)
- [83] J. F. Cochran, J. M. Rudd, M. From, B. Heinrich, W. Bennett, W. Schwarzacher, W. F. Egelhoff, *Phys. Rev. B* **45**, 4676 (1992)
- [84] K. Zakeri, J. Lindner, I. Barsukov, R. Meckenstock, M. Farle, U. von Hörsten, W. Wende, W. Keune, J. Rocker, S. S. Kalarickal, K. Lenz, W. Kuch, K. Baberschke, Z. Frait, *Phys. Rev. B* **76**, 104416 (2007)
- [85] B. Heinrich, K. B. Urquhart, A. S. Arrott, J. F. Cochran, K. Myrtle, S. T. Purcell, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1756 (1987)
- [86] J. O. Artman, *Phys. Rev.* **105**, 74 (1957)
- [87] J. A. Young, E. A. Uehling, *Phys. Rev.* **94**, 544 (1954)
- [88] R. Meckenstock, Doktorarbeit, Ruhr-Universität Bochum (1997)
- [89] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics, 2. Auflage*, John Wiley & Sons (1975)
- [90] A. Layadi, J. O. Artman, *J. Magn. Magn. Mat.* **92**, 143 (1990)
- [91] C. Raeder, Doktorarbeit, Universität Duisburg-Essen (2006)
- [92] C. P. Poole, *Electron Spin Resonance - A Comprehensive Treatise on Experimental Technique, 2nd edition*, John Wiley & Sons, New York-London (1983)
- [93] F. J. Dyson, *Phys. Rev.* **98**, 349 (1955)
- [94] G. Feher, A. F. Kip, *Phys. Rev.* **98**, 337 (1955)
- [95] B. Emre, S. Aksoy, O. Posth, M. Acet, E. Duman, J. Lindner, Y. Elerman, *Phys. Rev. B* **78**, 144408 (2008)

- [96] P. Grünberg, C.M. Mayr, W. Vach, M. Grimsditch, *J. Magn. Magn. Mat.* **28**, 319 (1982)
- [97] J. Fassbender, G. Güntherodt, C. Mathieu, B. Hillebrands, R. Jungblut, J. Kohlhepp, M. T. Johnson, D. J. Roberts, G. A. Gehring, *Phys. Rev. B* **57**, 5870 (1998)
- [98] B. Hillebrands, *Magnetische Schichtsysteme*, 30. Ferienkurs des IFF, FZ Jülich (1999)
- [99] S. O. Demokritov, B. Hillebrands, A. N. Slavin, *Phys. Rep.* **348**, 441 (2001)
- [100] C. E. Patton, *Physics Reports* **103**, 251 (1984)
- [101] O. H. von Geisau, Doktorarbeit, Ruhr-Universität Bochum (1993)
- [102] A. Banholzer, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen (2010)
- [103] R. Meckenstock, I. Barsukov, O. Posth, J. Lindner, A. Butko, D. Spoddig, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 142507 (2007)
- [104] M. Tsoi, R. E. Fontana, S. S. P. Parkin, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 2617 (2003)
- [105] M. Kläui, C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland, W. Wernsdorfer, G. Faini, E. Cambril, L. J. Heyderman, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 105 (2003)
- [106] A. Yamaguchi, T. Ono, S. Nasu, K. Miyake, K. Mibu, T. Shinjo, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 077205 (2004)
- [107] S. Urazhdin, N. O. Birge, W. P. Pratt, Jr., J. Bass, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 1516 (2004)
- [108] S. I. Kiselev, J. C. Sankey, I. N. Krivorotov, N. C. Emley, M. Rinkoski, C. Perez, R. A. Buhrman, D. C. Ralph, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 036601 (2004)
- [109] S. Kaka, M. R. Pufall, W. H. Rippard, T. J. Silva, S. E. Russek, J. A. Katine, *Nature* **437**, 389 (2005)
- [110] M. AlHajDarwish, H. Kurt, S. Urazhdin, A. Fert, R. Loloee, W. P. Pratt, J. Bass, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 157203 (2004)
- [111] P. M. Braganca, I. N. Krivorotov, O. Ozatay, A. G. F. Garcia, N. C. Emley, J. C. Sankey, D. C. Ralph, R. A. Buhrman, *Appl. Phys. Lett.* **87**, 112507 (2005)
- [112] Y. Jiang, S. Abe, T. Ochiai, T. Nozaki, A. Hirohata, N. Tezuka, K. Inomata, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 167204 (2004)
- [113] R. Meservey, P. M. Tedrow, *Phys. Rep.* **238**, 173 (1994)

- [114] T. Taniguchi, S. Yakata, H. Imamura, Y. Ando, *Appl. Phys. Express* **1**, 031302 (2008)
- [115] M. Johnson, R. H. Silsbee, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 1790 (1985)
- [116] F. J. Jedema, A. T. Filip, B. J. van Wees, *Nature* **410**, 345 (2001)
- [117] T. Valet, A. Fert, *Phys. Rev. B* **48**, 7099 (1993)
- [118] T. Kimura, J. Hamrle, Y. Otani, *Phys. Rev. B* **72**, 014461 (2005)
- [119] F. J. Jedema, M. S. Nijboer, A. T. Filip, B. J. van Wees, *Phys. Rev. B* **67**, 085319 (2003)
- [120] T. Kimura, Y. Otani, T. Sato, S. Takahashi, S. Maekawa, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 156601 (2007)
- [121] J. Hamrle, T. Kimura, T. Yang, Y. Otani, *Phys. Rev. B* **71**, 094434 (2005)
- [122] S. Dubois, L. Piraux, J. M. George, K. Ounadjela, J. T. Duvail, A. Fert, *Phys. Rev. B* **60**, 477 (1999)
- [123] D.C. Ralph and M.D. Stiles, *J. Magn. Magn. Mat.* **320**, 1190 (2008)
- [124] J. Z. Sun, D. J. Monsma, T. S. Kuan, M. J. Rooks, D. W. Abraham, B. Oezylmaz, A. D. Kent, R. H. Koch, *J. Appl. Phys.* **93**, 6859 (2003)
- [125] J. Sun, *Nature (London)* **425**, 359 (2003)
- [126] K. J. Lee, O. Redon, B. Dieny, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 022505 (2005)
- [127] S. Mangin, Y. Henry, D. Ravelosona, J. A. Katine, Eric E. Fullerton, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 012502 (2009)
- [128] F. J. Albert, J. A. Katine, R. A. Buhrman, D. C. Ralph, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 3809 (2000)
- [129] Y. Jiang, T. Nozaki, S. Abe, T. Ochiai, A. Hirohata, N. Tezuka, K. Inomata, *Nature Mater* **3**, 361 (2004)
- [130] S. Zhang, P. M. Levy, A. Fert, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 236601 (2002)
- [131] C. Heide, P. E. Zilberman, R. J. Elliott, *Phys. Rev. B* **63**, 064424 (2001)
- [132] M. D. Stiles, A. Zangwill, *Phys. Rev. B* **66**, 014407 (2002)
- [133] J. Xiao, A. Zangwill, M. D. Stiles, *Phys. Rev. B* **70**, 172405 (2004)

- [134] H. Dassow, R. Lehndorff, D. E. Bürgler, M. Buchmeier, P. A. Grünberg, C. M. Schneider, A. van der Hart, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 222511 (2006)
- [135] M. D. Stiles, D. R. Penn, *Phys. Rev. B* **61**, 3200 (2000)
- [136] J. Barnaś, A. Fert, M. Gmitra, I. Weymann, V. K. Dugaev, *Phys. Rev. B* **72**, 024426 (2005)
- [137] L. Berger, *J. Appl. Phys.* **55**, 1954 (1984)
- [138] L. Berger, *J. Appl. Phys.* **71**, 2721 (1992)
- [139] N. Vernier, D. A. Allwood, D. Atkinson, M. D. Cooke, R. P. Cowburn, *Europhys. Lett.* **65**, 526 (2004)
- [140] M. Kläui, P. O. Jubert, R. Allenspach, A. Bischof, J. A. C. Bland, G. Faini, U. Rüdiger, C. A. F. Vaz, L. Vila, C. Vouille, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 026601 (2005)
- [141] M. Hayashi, L. Thomas, C. Rettner, R. Moriya, Y. B. Bazaliy, S. S. P. Parkin, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 037204 (2007)
- [142] S. S. P. Parkin, M. Hayashi, L. Thomas, *Science* **320**, 190 (2008)
- [143] M. Yamanouchi, D. Chiba, F. Matsukura, H. Ohno, *Nature (London)* **428**, 539 (2004)
- [144] M. Yamanouchi, D. Chiba, F. Matsukura, T. Dietl, H. Ohno, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 096601 (2006)
- [145] S. Pizzini, V. Uhlíř, J. Vogel, N. Rougemaille, S. Laribi, V. Cros, E. Jiménez, J. Camarero, C. Tieg, E. Bonet, M. Bonfim, R. Mattana, C. Deranlot, F. Petroff, C. Ulysse, G. Faini, A. Fert, *Appl. Phys. Express* **2**, 023003 (2009)
- [146] D. Ravelosona, D. Lacour, J. A. Katine, B. D. Terris, C. Chappert, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 117203 (2005)
- [147] D. Ravelosona, S. Mangin, J. A. Katine, Eric E. Fullerton, B. D. Terris, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 072508 (2007)
- [148] G. Tatara, H. Kohno, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 086601 (2004)
- [149] A. Thiaville, Y. Nakatani, J. Miltat, Y. Suzuki, *Europhys. Lett.* **69**, 990 (2005)
- [150] X. Waintal, M. Viret, *Europhys. Lett.* **65**, 427 (2004)
- [151] A. Mougín, M. Cormier, J. P. Adam, P. J. Metaxas, J. Ferre, *Europhys. Lett.* **78**, 57007 (2007)

- [152] B. Stahlmecke, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen (2002)
- [153] O. Posth, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen (2005)
- [154] E. A. Dobisz, C. R. K. Marrian, R. E. Salvino, M. A. Ancona, F. K. Perkins, N. H. Turner, *J. Vac. Sci. Technol. B* **11**, 2733 (1993)
- [155] M. Brands, O. Posth, G. Dumpich, *Superlattices and Microstructures* **37**, 380 (2005)
- [156] H. Weinforth, Doktorarbeit, Universität Duisburg-Essen (2003)
- [157] O. Posth, N. Reckers, R. Meckenstock, G. Dumpich, J. Lindner, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42**, 035003 (2009)
- [158] M. Shiga, *IEEE Trans. Magn.* **8**, 666 (1972)
- [159] M. Brands, Doktorarbeit, Universität Duisburg-Essen (2005)
- [160] C. Hassel, Doktorarbeit, Universität Duisburg-Essen (2009)
- [161] B. Hausmanns, Doktorarbeit, Universität Duisburg-Essen (2003)
- [162] S. Stienen, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen (2008)
- [163] T. Krenke, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen (2002)
- [164] K. Harms, Diplomarbeit, Ruhr-Universität-Bochum (1997)
- [165] unveröffentlichte Berechnung von I. Barsukov (2009)
- [166] N. Reckers, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen (2008)
- [167] M. Donahue, Object oriented micro magnetic framework (OOMMF), Version 1.2a4 (2006)
- [168] *OOMMF User's Guide, Version 1.2a3* (2002)
- [169] B. Heinrich, J. F. Cochran, *Adv. Phys.* **42**, 523 (1993)
- [170] J. A. C. Bland, B. Heinrich, *Ultrathin magnetic structures, Vol. 1*, Springer Verlag (2005)
- [171] D. Spoddig, persönliche Mitteilung (2010)
- [172] K. Lenz, E. Kosubek, K. Baberschke, J. Herfort, H.-P. Schönherr, K. H. Ploog, *Phys. Stat. Sol.* **3**, 122 (2006)

- [173] C. J. Oates, F. Y. Ogrin, P. C. Riedi, S. L. Lee, G. M. Smith, T. Thomson, *J. Magn. Magn. Mat.* **242-245**, 402 (2002)
- [174] M. Brands, R. Wieser, C. Hassel, D. Hinzke, G. Dumpich, *Phys. Rev. B* **74**, 174411 (2006)
- [175] C. Chappert, K. L. Dang, P. Beauvillain, H. Hurdequint, D. Renard, *Phys. Rev. B* **34**, 3192 (1986)
- [176] J. B. MacDonald, *Phys. Rev.* **106**, 890 (1957)
- [177] T. G. Knorr, R. W. Hoffman, *Phys. Rev.* **113**, 1039 (1959)
- [178] Vanhaverbeke, A. and Bischof, A. and Allenspach, R., *Phys. Rev. Lett.* **101**, 107202 (2008)
- [179] R. M. Bozorth, *Ferromagnetism*, Nostrand Company, Princeton, New Jersey (1951)
- [180] Literaturangaben in Landolt-Börnstein, *Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology*, New Series Volume III/19a *Magnetic Properties of Metals*, Springer (1986)
- [181] D. Bastian, E. Biller, *Phys. Stat. Sol. (a)* **35**, 465 (1976)
- [182] H. Hurdequint, *J. Magn. Magn. Mat.* **310**, 2061 (2007), Proceedings of the 17th International Conference on Magnetism, The International Conference on Magnetism
- [183] B. K. Kuanr. R.E. Camley, Z. Celinski, *J. Magn. Magn. Mat.* **286**, 276 (2005), Proceedings of the 5th International Symposium on Metallic Multilayers
- [184] B. Heinrich, J. F. Cochran, R. Hasegawa, *J. Appl. Phys.* **57**, 3690 (1985)
- [185] Z. Celinski, B. Heinrich, *J. Appl. Phys.* **70**, 5935 (1991)
- [186] P. Landeros, R. E. Arias, D. L. Mills, *Phys. Rev. B* **77**, 214405 (2008)
- [187] P. A. Peterson, Z. J. Radzinski, S. A. Schwalm, P. E. Russell, *J. Vac. Sci. Technol. B* **10**, 3088 (1992)
- [188] B. Stahlmecke, Doktorarbeit, Universität Duisburg-Essen (2008)
- [189] R. Meckenstock, *Rev. Sci. Instrum.* **79**, 041101 (2008)
- [190] M. Brands, R. Wieser, C. Hassel, D. Hinzke, G. Dumpich, *Phys. Rev. B* **74**, 174411 (2006)

-
- [191] B. Hausmanns and T. P. Krome and G. Dumpich and E. F. Wassermann and D. Hinzke and U. Nowak and K. D. Usadel, *J. Magn. Magn. Mat.* **240**, 297 (2002)
- [192] D. Ravelosona, F. Cayssol. J. Wunderlich. H. W. Schumacher. C. Chappert. V. Mathet. J. Ferré. J. -P. Jamet, *J. Magn. Magn. Mat.* **249**, 170 (2002)
- [193] D. Ilgaz, M. Kläui, L. Heyne, O. Boulle, F. Zinser, S. Krzyk, M. Fonin, U. Rüdiger, D. Backes, L. J. Heyderman, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 132503 (2008)
- [194] A. O. Adeyeye, G. Lauhoff, J. A. C. Bland, C. Daboo, D. G. Hasko, H. Ahmed, *Appl. Phys. Lett.* **70**, 1046 (1997)
- [195] B. Hillebrands, C. Mathieu, M. Bauer, S. O. Demokritov, B. Bartenlian, C. Chappert, D. Decanini, F. Rousseaux, F. Carcenac, *J. Appl. Phys.* **81**, 4993 (1997)
- [196] P. Landeros, R. A. Gallardo, O. Posth, J. Lindner, D. L. Mills, akzeptiert von, *Phys. Rev. B* (2010)
- [197] W. Lipinski, J. Purczynski, R. Sikora, *Electrical Engineering (Archiv fur Elektrotechnik)* **55**, 312 (1973)
- [198] D. Houssameddine, U. Ebels, B. Delaët, B. Rodmacq, I. Firastrau, F. Ponthenier, M. Brunet, C. Thirion, J.-P. Michel, L. Prejbeanu-Buda, M.-C. Cyrille, O. Redon, B. Dieny, *Nature* **6**, 447 (2007)
- [199] C. Hassel, Diplomarbeit, Universität Duisburg-Essen (2005)
- [200] G. Schütz, R. Wienke, W. Wilhelm, W. B. Zeper, H. Ebert, K. Spörl, *J. Appl. Phys.* **67**, 4456 (1990)
- [201] C. Hassel, persönliche Mitteilung (2010)
- [202] D. Ravelosona, S. Mangin, Y. Lemaho, J. A. Katine, B. D. Terris, E. E. Fullerton, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 186604 (2006)
- [203] C. Burrowes, D. Ravelosona, C. Chappert, S. Mangin, E. E. Fullerton, J. A. Katine, B. D. Terris, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 172513 (2008)
- [204] J. Cucchiara, Y. Henry, D. Ravelosona, D. Lacour, E. E. Fullerton, J. A. Katine, S. Mangin, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 102503 (2009)
- [205] T. Kimura, J. Hamrle, Y. Otani, *IEEE Trans. Magn.* **41**, 2600 (2005)

Veröffentlichungen

Artikel in referierten Zeitschriften

1. M. Brands, O. Posth, G. Dumpich, *Magnetoresistance of Carbon-coated Co-nanowires*, Superlattices and Microstructures **37**, 380 (2005)
2. M. Brands, A. Carl, O. Posth, G. Dumpich, *Electron-electron interaction in carbon-coated ferromagnetic nanowires*, Phys. Rev. B **72**, 085457 (2005)
3. R. Meckenstock, I. Barsukov, O. Posth, J. Lindner, A. Butko, D. Spoddig, *Locally Resolved Ferromagnetic Resonance in Co Stripes*, Appl. Phys. Lett. **91**, 142507 (2007)
4. O. Posth, M. Brands, G. Dumpich, *Spin accumulation in ferromagnetic/nonmagnetic devices*, Mater. Res. Soc. Symp. Proc. **998**, J05-17 (2007)
5. O. Posth, M. Brands, G. Dumpich, *Magnetization reversal and spin accumulation in nonmagnetic metals by spin injection from lateral Co/Cu, Co/Al heterojunctions*, Superlattices and Microstructures **43**, 153 (2008)
6. B. Emre, S. Aksoy, O. Posth, M. Acet, E. Duman, J. Lindner, Y. Elerman, *Antiferromagnetic-ferromagnetic crossover in $\text{La}_{0.5}\text{Pr}_{0.5}\text{Mn}_2\text{Si}_2$ and its consequences on magnetoelastic and magnetocaloric properties*, Phys. Rev. B **78**, 144408 (2008)
7. N. Woehrl, T. Hirte, O. Posth, V. Buck, *Investigation of the coefficient of thermal expansion in nanocrystalline diamond films*, J. Phys. D: Appl. Phys. **42**, 035003 (2008)
8. O. Posth, N. Reckers, R. Meckenstock, G. Dumpich, J. Lindner, *Study of spin transfer torque in serially connected pillars by means of ferromagnetic resonance*, J. Phys. D: Appl. Phys. **42**, 035003 (2008)

9. M. Ligges, I. Rajkovic, P. Zhou, O. Posth, C. Hassel, G. Dumpich, D. von der Linde, *Observation of ultrafast lattice heating using time resolved electron diffraction*, Appl. Phys. Lett. **94**, 101910 (2009)
10. K. Stella, D. Bürstel, S. Franzka, O. Posth, D. Diesing, *Preparation and properties of thin amorphous tantalum films formed by small e-beam evaporators*, J. Phys. D: Appl. Phys. **42**, 135417 (2009)
11. O. Posth, C. Hassel, M. Spasova, S. Mangin, G. Dumpich, J. Lindner, *Influence of growth parameters on the perpendicular magnetic anisotropy of [Co/Ni] multilayers and its temperature dependence*, J. Appl. Phys. **106**, 023919 (2009)
12. J. Lindner, I. Barsukov, C. Raeder, C. Hassel, O. Posth, R. Meckenstock, P. Landeros, D.L. Mills, *Two-magnon damping in thin films in case of canted magnetization: Theory versus experiment*, Phys. Rev. B **80**, 224421 (2009)
13. I. Barsukov, R. Meckenstock, J. Lindner, M. Möller, C. Hassel, O. Posth, M. Farle, *Tailoring Spin Relaxation in Thin Films by Tuning Extrinsic Relaxation Channels*, IEEE Trans. Magn. **46**, 2252 (2010)
14. P. Landeros, R. A. Gallardo, O. Posth, J. Lindner and D. L. Mills, *Role of the spin-transfer in the ferromagnetic resonance response of magnetic pillars*, akzeptiert von Phys. Rev. B (2010)
15. M. Ligges, C. Streubühr, T. Brazda, O. Posth, C. Hassel, G. Dumpich, P. Zhou, D. von der Linde, *Observation of ultrafast lattice heating in thin metal films using time-resolved electron diffraction*, akzeptiert von Mater. Res. Soc. Symp. Proc. (2010)
16. N. Reckers, F. M. Römer, C. Hassel, O. Posth, J. Cucchiara, S. Mangin, J. A. Katine, E. E. Fullerton, R. Meckenstock, H. Zähres, G. Dumpich, J. Lindner and M. Farle, *Giga-Hertz Microwave irradiation to enhance spin-torque driven magnetization precession in nanopillars with magnetic perpendicular anisotropy*, in Bearbeitung
17. M. Darbandi, M. Spasova, M. Ali, S. Hartner, Zi-An Li, O. Posth, H. Wiggers, M. Winterer, M. Farle, H. Wende, *A facile synthesis route to mesoporous, semi-conducting β -Co(OH)₂ nanorings*, in Bearbeitung

Vorträge

1. O. Posth, M. Brands, G. Dumpich, *Magnetisches Schaltverhalten von einzelnen, nanostrukturierten Kobalt-Leiterbahnen*, Frühjahrstagung der DPG, Berlin (2005)
2. O. Posth, M. Brands, G. Dumpich, *Spin-dependent transport in hybrid ferromagnetic and nonmagnetic nanowires*, Frühjahrstagung der DPG, Dresden (2006)
3. O. Posth, J. Lindner, G. Dumpich, *Spin torque effect in Co/Cu/Py Pillars investigated by FMR*, Doktorandenseminar des SFB 491, Bochum (2007)
4. O. Posth, J. Lindner, G. Dumpich, *Ferromagnetische Resonanz an Nanostrukturen*, Doktorandenseminar des SFB 491, Duisburg (2008)
5. O. Posth, G. Dumpich, J. Lindner, *Spin-transfer torque in Co/Cu/Py-Pillars investigated by ferromagnetic resonance*, International Spinswitch Workshop on Spin Momentum Transfer, Krakow (2008)
6. O. Posth, R. Meckenstock, G. Dumpich, J. Lindner, M. Farle, *Spin transfer torque in pillar arrays investigated by ferromagnetic resonance*, Frühjahrstagung der DPG, Dresden (2009)
7. O. Posth, C. Hassel, N. Reckers, A. Banholzer, J. Lindner, M. Farle, *Spindynamik und -transport in magnetischen Nanostrukturen*, Klausurtagung des SFB 491, Knüllwald-Rengshausen (2009)

Poster

1. O. Posth, M. Brands, G. Dumpich, *Spin accumulation in ferromagnetic/nonmagnetic devices*, International Workshop on Spin Transfer, Nancy (2006)
2. O. Posth, M. Brands, G. Dumpich, *Spin accumulation in ferromagnetic/nonmagnetic devices*, International Symposium: Structure meets Magnetism, Bochum (2006)
3. O. Posth, M. Brands, G. Dumpich, *Spin accumulation in hybrid ferromagnetic/nonmagnetic devices*, Edgar-Lüscher Seminar, Klosters (2007)
4. O. Posth, J. Lindner, G. Dumpich, *Spin-Pump-Effekt in Co/Cu/Py Pillars untersucht mit ferromagnetischer Resonanz*, Frühjahrstagung der DPG, Regensburg (2007)
5. O. Posth, M. Brands, G. Dumpich, *Spin accumulation in ferromagnetic/nonmagnetic devices*, MRS Spring Meeting, San Francisco (2007)
6. O. Posth, J. Lindner, G. Dumpich, *FMR studies to the spin-torque effect in trilayer pillars*, Summerschool des SFB 491, Schwerte (2007)
7. O. Posth, J. Lindner, G. Dumpich, *Spin transfer torque in Co/Cu/Py Pillars investigated by ferromagnetic resonance*, Edgar-Lüscher Seminar, Klosters (2008)
8. O. Posth, G. Dumpich, J. Lindner, *Spin-transfer-torque in layer-structured pillar arrays investigated by ferromagnetic resonance*, CeNIDE Workshop, Duisburg (2008)
9. O. Posth, G. Dumpich, J. Lindner, *Spin-transfer-torque in layer-structured pillar arrays investigated by ferromagnetic resonance*, Magnetic Single Nano Object Workshop and School, Nancy (2008)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei den Personen bedanken, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Hierbei seien insbesondere erwähnt:

Herrn Prof. Dr. M. Farle danke ich für die Unterstützung und Förderung dieser Arbeit.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. G. Dumpich für seine sehr gute Betreuung bei dieser Arbeit, seine ständige Diskussionsbereitschaft sowie für die kritische Durchsicht des Manuskripts. Insbesondere weil die Betreuung zum Teil in der wohlverdienten Freizeit stattgefunden hat.

Ebenso danke ich Dr. Jürgen Lindner für die Unterstützung während der gesamten Arbeit und dass er stets bei Fragen zu helfen bereit war. Auch für die vielen Anregungen und Denkanstöße möchte ich mich bedanken. Ich danke zudem für die Durchsicht dieses Manuskripts.

Dr. Ralf Meckenstock möchte ich wegen seiner ständigen Diskussionsbereitschaft, den kritischen Fragen, den vielen Tipps und den Anregungen danken. Ich bin auch sehr für die Beschaffung der Kühlapparatur aus Bochum dankbar, mit der diese Arbeit erst möglich war. Zudem war man in seinem Büro stets mit einer Tasse Kaffee willkommen.

Mein Dank gilt Prof. Dr. Mehmet Acet für die Unterstützung bei SQUID-Messungen und für die ständige Hilfsbereitschaft, die zum Teil selbst am Wochenende vorhanden war.

Nathalie Reckers und Anja Banholzer danke ich für die Unterstützung bei der Probenpräparation und bei den SEM- und AFM-Aufnahmen. Und ich danke außerdem für die nette Arbeitsatmosphäre mit vielen Späßen in der Uni als auch in der Freizeit.

Dr. Christoph Hassel und Sven Stienen danke ich für die zahlreichen sinnvollen und weniger sinnvollen Diskussionen, die auch dieser Arbeit weiter geholfen haben.

Florian Römer danke ich für die durchgeführten frequenzabhängigen FMR-Messungen und für die Versorgung mit frischen Getränken.

Dr. Anastasia Trunova und Nina Friedenberger möchte ich für die TEM-Aufnahmen und für die nette Zeit in der Uni und in Klosters danken.

Dr. Detlef Spottig danke ich für die Querschnittpräparationen und Dr. Zi-An Li für deren Betrachtung mit dem TEM.

Ich danke Horst Zähres für die Hilfestellung bei technischen Fragestellungen jeglicher Art und Michael Vennemann für die Versorgung mit Hard- und Software. Wolfgang Kunze danke ich für die gute Zusammenarbeit bei der Betreuung des SEM, für die Versorgung mit Flüssiggasen, für viele Werkstattarbeiten und natürlich für die Versorgung mit Aufdampfpellets. Dieter Schädel gilt mein Dank für die schnellen und zuverlässigen Werkstattarbeiten.

Einen ganz großen Dank an Sabina Grubba und Helga Mundt für die ausgezeichnete Hilfe und die unproblematische Abwicklung bei bürokratischen Dingen und ich danke für den ein oder andern privaten Plausch.

Allen hier nicht namentlich erwähnten Mitarbeitern der AG Farle danke ich für die nette Arbeitsatmosphäre und für die gute Zusammenarbeit.

Ich danke Dr. Pedro Landeros von der Universidad Técnica Federico Santa María in Chile für die Diskussion bezüglich des Spin-transfer-Torques und für dessen Berechnung.

Mein ganz besonderer Dank gilt meiner Mutter und meinem Bruder für die Unterstützung während des gesamten Studiums und für das Verständnis, wenn ich nicht ganz so oft vorbeikommen konnte. Danke für das Vertrauen, dass ein Physikstudium doch was für mich ist.

Meinem Stiefvater und meiner Großmutter, die leider das Ende der Arbeit nicht mehr erleben konnten, möchte ich ganz herzlich für ihre Unterstützung und den Beistand während des Studiums danken.

Schließlich bedanke ich mich bei dir Yvonne für deine Geduld und dein Verständnis dafür, dass ich gerade in den letzten Wochen wenig Zeit für dich hatte.

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

Tabellarischer Lebenslauf

Persönliche Daten

Name: Oliver Posth
Geburtstag und -ort: 26.06.1978 in Potsdam
Staatsangehörigkeit: deutsch
Familienstand: ledig
Dienstliche Adresse: Universität Duisburg-Essen, Fachbereich Physik
Lotharstr. 1, 47048 Duisburg (Germany)
Tel.: +49-203-379-2024
e-mail: oliver.posth@uni-due.de

Hochschulausbildung

01/2006-heute Promotion an der Universität Duisburg-Essen,
10/1999-10/2005 Physikstudium an der Universität Duisburg-Essen
Diplomarbeit: *Spinabhängiger Transport in hybriden ferro- und nichtmagnetischen Nanostrukturen*

Tätigkeiten in der Fakultät für Physik

01/2006-heute Wissenschaftlicher Mitarbeiter des SFB 491,
Antestate im physikalischen Anfängerpraktikum
11/2005-12/2005 Wissenschaftlicher Hilfskraft der AG Farle,
Antestate im physikalischen Anfängerpraktikum
04/2001-10/2005 Studentische Hilfskraft in der AG Farle,
Betreuung des physikalischen Anfängerpraktikums

Zivildienst

08/1998-08/1999 ASbH, Potsdam

Schulbildung

06/1998 Abitur
08/1995-06/1998 Sportschule „Friedrich-Ludwig-Jahn“, Potsdam
08/1991-07/1995 Gesamtschule „Ernst-Haeckel“, Potsdam
08/1985-07/1991 Polytechnische Oberschule 12, Potsdam