

Vortex-Kern-Korrelation in gekoppelten Systemen

Von der Fakultät Chemie der Universität Stuttgart
zur Erlangung der Würde eines Doktors der
Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.) genehmigte Abhandlung

Vorgelegt von
Patrick Jüllig
aus Stuttgart

Hauptberichter:	Prof. Dr. G. Schütz
Mitberichter:	Prof. Dr. P. Fischer
Prüfungsvorsitzender:	Prof. Dr. G. Schmitz

Tag der mündlichen Prüfung: 11.04.2014

Max-Planck-Institut für Intelligente Systeme, Stuttgart
2014

Inhaltsverzeichnis

1	Zusammenfassung und Ausblick	7
2	Einleitung	19
3	Theoretische Grundlagen	23
3.1	Magnetismus	23
3.1.1	Ursprung des Magnetismus	24
3.1.2	Ferromagnetismus der Übergangsmetalle	26
3.2	Mikromagnetismus	28
3.2.1	Energiebeiträge eines Ferromagneten	29
3.2.2	Magnetische Domänen und Domänenwände	33
3.2.3	Ummagnetisierungsprozesse	37
3.2.4	Vortex-Konfiguration	40
3.3	Magnetische Schichtsysteme	43
3.3.1	GMR-Effekt	45
3.3.2	Kopplungseffekte in ferromagnetischen Schichtsystemen	47
3.4	Magnetisierungsdynamik	52
3.4.1	Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung	52
3.4.2	Vortextkern-Dynamik	55
4	Experimentelles	61
4.1	Probenpräparation	61
4.1.1	Verwendete Substratmaterialien	62
4.1.2	Erzeugung der Nanostrukturen	64
4.1.3	Schichtherstellung mittels Elektronenstrahlverdampfen	70
4.1.4	Schichtherstellung mittels RF-Ionensputtern	72
4.1.5	Lift-Off-Prozess	74

4.2	Probencharakterisierung	75
4.2.1	Bestimmung der Schichtstruktur mittels XRD . .	75
4.2.2	Messungen mit dem Rastersondenmikroskop . . .	77
4.2.3	SQUID-Magnetometrie	82
4.3	Grundlagen der Röntgenmikroskopie	87
4.3.1	Absorption von Röntgenstrahlung durch Materie	87
4.3.2	Magnetischer Röntgenzirkulardichroismus, XMCD-Effekt	88
4.3.3	Elektronen-Synchrotron	94
4.3.4	Magnetische Röntgenstransmissionsmikroskopie .	99
4.3.5	Zeitaufgelöste magnetische Röntgenstrans- missionsmikroskopie	107
4.4	Mikromagnetische Simulationen	111
5	Ergebnisse und Diskussion	115
5.1	Charakterisierung und Strukturierung des Systems Co/Cu/Py	116
5.1.1	Gitterstruktur	116
5.1.2	Schichtraugkeiten	118
5.1.3	Nanostrukturen	123
5.2	Wahl der Dicke der nichtmagnet. Cu-Zwischenschicht . .	130
5.2.1	SQUID-Messungen	130
5.3	Statische Magnetisierungsverteilung	134
5.3.1	Entmagnetisieren der Proben	135
5.3.2	Magnetisierungsverteilung einer Co-Einfachschicht	138
5.3.3	Parallel und antiparallel orientierte Landastruk- turen im Schichtsystem Co/Cu/Py	142
5.3.4	Mikromagnetische Simulationen der statischen Magnetisierungsverteilung im System Co/Cu/Py	144
5.3.5	Gesamtenergie der unterschiedlichen Magneti- sierungskonfigurationen	151
5.4	Dynamische Eigenschaften des Systems Co/Cu/Py . . .	153
5.4.1	Experimentelle Ermittlung der Zirkulation sowie der Polarisierung der Co- und der Py-Schicht . . .	154
5.4.2	Experimentelle Ermittlung der Resonanzfrequen- zen der gyrotropen Mode im System Co/Cu/Py .	161

5.4.3	Ermittlung der Resonanzfrequenzen im System Co/Spalt/Py mithilfe von dynamischen mikromagnetischen Simulationen	170
5.4.4	Auswirkungen der Pulsamplitude auf die Vortextkern-Dynamik	190
5.4.5	Auswirkungen der Pulsdauer auf die Vortextkern-Dynamik	194
Anhang		199
A.1	Parameter zur experimentellen Pulsanregung	199
A.2	Fehlerabschätzung	201
Literaturverzeichnis		205

1 Zusammenfassung und Ausblick

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden strukturierte ferromagnetische Dreischichtsysteme zum einen auf ihre statische in-plane- sowie out-of-plane-Magnetisierungsverteilung als auch auf deren dynamisches Verhalten hin untersucht. Die sowohl quadratischen als auch kreisförmigen Strukturen bestanden aus zwei ferromagnetischen Lagen mit einer Dicke von jeweils 50 nm, welche durch eine nicht magnetische Cu-Zwischenschicht getrennt waren. Die Dicke dieser Zwischenschicht variierte schrittweise von $t_{Cu} = 3$ nm bis 15 nm. Als Magnetmaterialien kamen für die untere Schicht Kobalt (Co) und für die obere Schicht das magnetisch isotrope Permalloy (Py, $Ni_{80}Fe_{20}$) zum Einsatz. Die lateralen Abmessungen sowie das Aspektverhältnis der beiden Einzelschichten wurden so gewählt, dass der Vortexzustand die stabile Domänenkonfiguration darstellte. Somit resultierten zwei vertikal übereinander angeordnete Vortexkonfigurationen, sodass deren Wechselwirkung sowohl im statischen als auch im dynamischen Fall untersucht werden konnte.

Aufgrund der gewählten Cu-Schichtdicke von $t_{Cu} \geq 3$ nm war gewährleistet, dass die Kopplung der in-plane-Schichtmagnetisierung hauptsächlich durch die elektrostatische Streufeldenergie beeinflusst wurde und somit der Beitrag der Oszillatorischen Zwischenschichtaustauschwechselwirkung (englisch: *Oscillating Interlayer Exchange Coupling*, *OIEC*) vernachlässigt werden konnte.

Im Falle zweier vertikal übereinander angeordneter Vortexstrukturen kann man bezüglich der Zirkulation C (beschreibt die Orientierung der in-plane-Magnetisierung) und der Polarisation P (beschreibt die Orien-

tierung der out-of-plane-Komponente des Vortexkerns) unter Berücksichtigung der Symmetrie vier verschiedene Konfigurationen voneinander unterscheiden: Die beiden Fälle, bei denen C und P jeweils *parallel* bzw. *antiparallel* orientiert sind, sowie die beiden Fälle, bei denen lediglich C oder P parallel ausgerichtet ist.

Der erste Schritt dieser Arbeit bestand in der Probenpräparation, wobei das Co/Cu/Py-Schichtsystem mittels des RF-Ionensputterns und das Stripline-Material unter Verwendung des Elektronenstrahlverdampfers einer MBE-Anlage auf die amorphe SiN_x-Membran aufgebracht wurde. Als Strukturierungsverfahren kamen zum einen das Ionenstrahlätzen und zum anderen die Elektronenstrahlolithographie zum Einsatz.

Anhand von Röntgenbeugungsexperimenten (engl.: *XRD, X-Ray Diffractometry*) konnte herausgefunden werden, dass beide Schichtmaterialien, sowohl das Permalloy als auch das Kobalt, eine polykristalline, fasertexturierte Schichtstruktur mit einer fcc-Gitterstruktur aufwiesen. Diese Erkenntnisse waren vor allem für die korrekte Parameterwahl für die nachfolgend durchgeführten mikromagnetischen Simulationen von großer Bedeutung.

AFM-Messungen ergaben, dass die Oberflächenrauigkeiten im Falle von Co- bzw. Py-Einfachschichten im Bereich von $R_{rms,Co} = 0,5$ nm bzw. $R_{rms,Py} = 0,9$ nm lagen, wohingegen für Dreischichtsysteme auf 190 nm dicken Cu-Striplines eine Oberflächenrauigkeit von $R_{rms,SL} = 2,5$ nm bis 3 nm ermittelt wurde. Dies ließ darauf schließen, dass neben dem Beitrag der Streufeldenergie ebenso korrelierte bzw. unkorrelierte Zwischenschichtrauigkeiten zur gegenseitigen Ausrichtung der in-plane-Schichtmagnetisierungen beitragen.

Mit Hilfe von SQUID-Messungen bei $T = 40$ K an unstrukturierten Co/Cu/Py-Dreischichtsystemen konnte nachgewiesen werden, dass erst für Proben mit Cu-Schichtdicken ab $t_{Cu} \geq 2,0$ nm beide ferromagnetische Materialien chemisch voneinander getrennt vorlagen und keine direkte ferromagnetische Kopplung aufgrund von sogenannten *Pinholes* auftrat. Somit konnte geschlossen werden, dass erst ab einer Dicke von $t_{Cu} \geq 2,0$ nm eine vollständig geschlossene Cu-Schicht vorlag.

Die ersten statischen in-plane-Messungen am STXM (engl.: *Scanning Transmission X-Ray Microscope*) zeigten, dass Proben, welche im *as-*

sputtered Zustand eine undefinierte metastabile Mehrdomänenkonfigurationen aufwiesen, durch einen Entmagnetisierungsprozess in den stabilen Vortextzustand überführt werden konnten.

Desweiteren wurde mittels des XMCD-Kontrasts (engl.: *X-Ray Magnetic Circular Dichroism*) erstmals der Vortexkern einer fcc Co-Einfachschicht aufgenommen und der Kerndurchmesser abgeschätzt.

Neben antiparallel gekoppelten Systemen bezüglich der Zirkulation C wurden mit einer ähnlich hohen Wahrscheinlichkeit Proben mit einer parallelen Ausrichtung der in-plane-Magnetisierung gefunden. Dies zeigte, dass die Kopplung der Schichtmagnetisierungen nicht allein durch die Streufelder realisiert wurde, sondern ein weiterer Beitrag hinzukam, dessen Ursache mit hoher Wahrscheinlichkeit in den Zwischenschichttraugkeiten zu finden war.

Statische mikromagnetische Simulationen an quadratischen Co/Spalt/Py-Strukturelementen haben gezeigt, dass die in-plane-Magnetisierungsverteilung der Systeme mit $C = \textit{parallel}$ eine merklich verzerrte Landaustruktur aufwies. Zudem lag bei Konfigurationen mit $P = \textit{antiparallel}$ ein lateraler Shift bezüglich der Gleichgewichtspositionen der Kerne vor, was aufgrund der Interaktion der out-of-plane-Streufelder zu erwarten war. Dies spiegelte sich auch in der Energiebetrachtung wieder, wobei die beiden Systeme mit der Konfiguration $C = \textit{parallel}$ deutlich höhere Gesamtenergien aufwiesen als diejenigen mit $C = \textit{antiparallel}$. Allgemein lagen im Falle von parallelen Kernpolarisationen die Energiewerte etwas niedriger als bei antiparallel ausgerichteten Kernen.

Die dynamische Anregung der ferromagnetischen Schichtsysteme wurde experimentell mittels eines in-plane-Magnetfeldpulses realisiert, welcher durch die lineare Stripline generiert wurde. Die Pulsdauer betrug je nach Element 0,5 – 1,6 ns, und bezüglich der Pulsamplitude mussten Feldstärken von $B_{Puls} = 3,1$ mT bis zu 6,0 mT angelegt werden, um eine Gyrationbewegung beobachten zu können.

Auffällig für die Proben mit einer Cu-Zwischenschichtdicke von $t_{Cu} = 3$ nm und $t_{Cu} = 5$ nm war eine enge Korrelation der gemessenen Resonanzfrequenzen zwischen der Co- und der Py-Schicht. Ebenfalls bemerkenswert war das Auftreten niedriger Frequenzwerte im Falle der

Probe mit $t_{Cu} = 3$ nm von $f_{Co} = 180$ MHz bzw. $f_{Py} = 190$ MHz sowie im Falle der Probe mit $t_{Cu} = 5$ nm von $f_{Co} = 155$ MHz bzw. $f_{Py} = 160$ MHz, was auch schon von Guslienکو et al. [1] anhand von mikromagnetischen Simulationen beobachtet wurde.

Die Auswertung der experimentellen Daten der Probe mit $t_{Cu} = 5$ nm und der Konfiguration $C = antiparallel$ und $P = parallel$ lieferten einen Hinweis auf die Existenz von zwei unterschiedlichen Bewegungsmoden der Vortexkerne: Zum einen konnte eine hochfrequente Gyrationbewegung mit einer Frequenz von $f_1 \simeq 1$ GHz und zum anderen eine niederfrequente Rotationsbewegung mit $f_2 \simeq 160$ MHz um die mittlere Kernposition beobachtet werden. Auch hier lagen die ermittelten Frequenzen der Co- sowie der Py-Schicht sehr nahe beieinander. Somit konnte im Rahmen dieser Arbeit erstmals experimentell die von Guslienکو vorhergesagte niederfrequente quasizyklische Rotation der Vortexkerne nachgewiesen werden.

Im Falle des Systems mit $t_{Cu} = 5$ nm ($C = parallel$ und $P = antiparallel$) sowie mit $t_{Cu} = 15$ nm ($C = parallel$ und $P = parallel$) konnte die hochfrequente Gyrationmode lediglich bei der Co-Schicht und die niederfrequente Rotationsmode nur bei der Py-Schicht sichtbar gemacht werden.

Die anschließend durchgeführten dynamischen mikromagnetischen Simulationen zeigten deutlich die Existenz dieser beiden Bewegungsmoden. Auch hier traten für die Konfigurationen mit $P = parallel$ Gyrationfrequenzen von $f_1 = 1,2$ GHz bis hin zu 1,8 GHz auf. Die niederfrequenten Rotationsbewegungen um die mittlere Kernposition lagen mit Frequenzwerten von $f_2 = 124$ GHz bis 460 MHz recht ähnlich im Vergleich zu den experimentell ermittelten Werten. Ebenso wurde die sehr enge Korrelation der Resonanzfrequenzen der Co- sowie der Py-Schichten für alle Konfigurationen nachgewiesen.

Abschließend wurde ebenfalls anhand mikromagnetischer Simulationen der Einfluss der Pulsamplitude B_{Puls} sowie der Pulsdauer T_{Puls} auf die Bahnbewegung und insbesondere auf die Resonanzfrequenzen beider Vortexkern-Moden untersucht. Hierbei stellte sich heraus, dass die Variation beider Parameter keine grundlegenden Auswirkungen auf die Werte von f_1 bzw. f_2 besitzen, jedoch auf den Rotations- bzw. Gyrationradius.

Ausblick

Bezüglich der Probenpräparation wäre eine Verringerung der Schichttraugigkeiten sowie eine Optimierung der Strukturierungsmethode denkbar. Ersteres könnte dadurch realisiert werden, dass nicht nur das Stripline-Material, sondern auch das ferromagnetische Schichtsystem mittels des MBE-Prozesses aufgebracht wird. Eine weitere Optimierung des EBL-Lacksystems für Gesamtschichtdicken von mehr als 100 nm könnte unter Umständen zu einer exakteren Strukturierung beitragen. Darüber hinaus wäre die Verwendung von Membransubstraten mit einer wesentlich kleineren Membran (beispielsweise $0,2 \text{ mm} \times 0,2 \text{ mm}$) sinnvoll, um zum einen die Handhabung während der gesamten Präparationsprozedur zu erleichtern und zum anderen bezüglich der Belichtung mit dem Rasterelektronenmikroskop weniger unerwünschte Aufladungseffekte zu generieren.

Bezüglich der experimentellen Untersuchungen der Schichtsysteme würde eine größere Stichprobe der Strukturelemente genauere Auskunft darüber geben, ob eine der Konfigurationen bezüglich C und P tatsächlich bevorzugt auftritt, wie es anhand der Energiebetrachtung zu vermuten wäre. Zudem könnten weitere dynamische Messungen zu einer Vervollständigung der Darstellung der experimentell gefundenen Frequenzen als Funktion der Zwischenschichtdicke beitragen.

Um die hochfrequente Gyrationmode für alle Konfigurationen experimentell deutlicher sichtbar zu machen, ist die Wahl einer verbesserten Zeitauflösung erforderlich, was an der MAXYMUS-Beamline bei BESSY II möglich ist.

Neben der reinen Betrachtung der gyrotropen bzw. rotierenden Bewegungsmode kann die Untersuchung von Umschaltprozessen bezüglich der Vortextkern-Polarisationen einen tieferen Einblick in das äußerst komplexe dynamische Verhalten zweier vertikal übereinander angeordneter Vortextkerne liefern.

Summary and outlook

Summary

The present work focuses on the investigation of the static and dynamic in-plane as well as the out-of-plane magnetization distribution and on the dynamic behavior of structured ferromagnetic trilayer systems. The square shaped and circular shaped nanodots consist of two ferromagnetic layers, each with a thickness of 50 nm, which are separated by a nonmagnetic Cu spacer layer. The thickness of this interlayer gradually varies between $t_{Cu} = 3$ nm and 15 nm. As ferromagnetic material Cobalt is used for the lower layer and the magnetically isotropic Permalloy ($Ni_{80}Fe_{20}$) for the top layer. The lateral dimension and thus the aspect ratio of each layer enables the occurrence of the stable vortex state. Thus two vertically arranged vortex cores result, so that the interaction of the static as well as the dynamic case can be investigated. Due to the thickness chosen for the Cu interlayer of $t_{Cu} \geq 3$ nm the Oscillating Interlayer Exchange Coupling (*OIEC*) as coupling mechanism is neglected. Other coupling mechanisms which contribute to the in-plane magnetization are presented in this work.

The *circulation* C describes the orientation of the in-plane magnetization, if it is rotating clockwise or counter clockwise. The *polarization* P describes the orientation of the out-of-plane magnetization at the center of the structure, the so-called vortex core. In case of two vertically stacked vortex configurations four different cases concerning C and P can occur. This leads to the configurations, if C and P both are parallel or antiparallel and the configurations, if only C or P is parallel oriented.

The investigations start with the sample preparation. Therefore the Co/Cu/Py layer system is deposited on top of the amorphous SiN_x membrane by RF ion beam sputtering process. The underlying stripline

material is evaporated by electron beam evaporation process using a MBE device. For the first batch of samples ion beam etching is used as structuring method, and for all other samples the electron beam lithography is applied.

X-Ray diffractometry (XRD) measurements reveal that both layer materials, Py as well as Co, exhibit a textured polycrystalline microstructure with fcc lattice structure. This information is important to choose the appropriate micromagnetic constants for the subsequently performed micromagnetic simulations.

AFM measurements reveal a surface roughness of $R_{rms,Co} = 0,5$ nm for a Co single layer and for a Py single layer a roughness value of $R_{rms,Py} = 0,9$ nm is observed. The trilayer system on top of the 190 nm thick Cu stripline material has a roughness of $R_{rms,SL} = 2,5 - 3,0$ nm. This suggests that in addition to the contribution of the electrostatic stray field energy the coupling of the in-plane layer magnetization is affected by a correlated interface roughness.

SQUID measurements at $T = 40$ K of unstructured Co/Cu/Py systems reveal that samples with Cu interlayer thicknesses of less than $t_{Cu} = 2$ nm show a direct ferromagnetic coupling, whereas samples with $t_{Cu} \geq 2$ nm show a step in their hysteresis loops which indicates the appearance of individual switching events in each ferromagnetic layer. Therefore one can suppose that for our samples Cu interlayers with thicknesses of 2 nm or more are completely closed and a direct ferromagnetic coupling by pinholes can be excluded.

The first static in-plane measurements at the STXM (*Scanning Transmission X-Ray Microscope*) show that a stable vortex configuration is obtained by performing a demagnetization process on samples which show an undefined metastable multi domain configuration in the as-sputtered state.

Concerning the circulation C besides antiparallel coupled layer systems samples with parallel oriented C could also be observed with equal propability. This supports the assumption that in addition to the stray-field coupling also the interface roughnesses contribute to the resulting coupling mechanisms.

Static micromagnetic simulations on square shaped Co/gap/Py layer

systems show for the configuration with parallel C a significantly distorted Landau structure in both ferromagnetic layers. Furthermore systems with antiparallel oriented core polarizations show a lateral shift of the equilibrium positions of the vortex cores. This is caused by the out-of-plane stray field interaction of the cores. Those observations correlate with the energy analysis, which shows the highest value of the total energy for systems with $C = \textit{parallel}$ and $P = \textit{antiparallel}$ and the lowest total energy for configurations with $C = \textit{antiparallel}$ and $P = \textit{parallel}$. Generally the energy is lower for parallel oriented core polarisations.

An in-plane magnetic field pulse generated by a linear stripline triggers the dynamic excitation. Pulse durations of 0,5 – 1,6 ns and field amplitudes from $B_{\textit{pulse}} = 3,1 \text{ mT}$ up to 6,0 mT are necessary to excite the vortex core gyration mode.

For samples with Cu-layer thicknesses of $t_{Cu} = 3 \text{ nm}$ and 5 nm a strong correlation of the resonance frequencies of the Co and the Py layer are observed. Also remarkable are the investigated low gyration frequencies of $f_{Co} = 180 \text{ MHz}$ and $f_{Py} = 190 \text{ MHz}$ for the sample with $t_{Cu} = 3 \text{ nm}$ and $f_{Co} = 155 \text{ MHz}$ and $f_{Py} = 160 \text{ MHz}$ for the sample with $t_{Cu} = 5 \text{ nm}$.

The analysis of the projection views of the sample with $t_{Cu} = 5 \text{ nm}$ and the configuration with $C = \textit{antiparallel}$ and $P = \textit{parallel}$ reveal the existence of two different rotation modes. On the one hand a high frequency gyration mode of about $f_1 \simeq 1 \text{ GHz}$ and on the other hand a low frequency rotation mode with a frequency value of about $f_2 \simeq 160 \text{ MHz}$ can be observed. In case of the latter mentioned rotation mode the vortex oscillates around the average core position. For the high as well as for the low frequency mode the resonance frequencies in both ferromagnetic layers are almost the same.

For the system with $t_{Cu} = 5 \text{ nm}$ ($C = \textit{parallel}$; $P = \textit{antiparallel}$) as well as for the system with $t_{Cu} = 15 \text{ nm}$ ($C = \textit{parallel}$; $P = \textit{parallel}$) the high frequency gyration mode is only observed for the Co layer and the low frequency rotation mode only for the Py layer.

The finally performed dynamic micromagnetic simulations clearly show the existence of the above mentioned two modes. For both systems with $P = \textit{parallel}$ gyration frequency values of $f_1 = 1,2 \text{ GHz}$ up to 1,8 GHz are observed. The rotation mode around the average core

position can clearly be seen and the related rotation frequency of about $f_2 = 124$ MHz up to 460 MHz is in good agreement with experimental data. The dynamic micromagnetic simulations also show a strong correlation of the Co and the Py resonance frequencies.

Finally, the influence of the pulse amplitude B_{Puls} as well as of the pulse duration T_{Puls} is also examined by micromagnetic simulations for the core trajectories, in particular for the resonance frequencies of both rotation modes. These measurements indicate that the variation of both parameters shows no remarkable effect on the values of f_1 and f_2 , but on the rotation amplitude.

Outlook

Considering the sample preparation a reduction of the interlayer and surface roughness as well as the optimization of the structuring could be a future goal. The former could be realized by depositing the layer material by MBE process. For optimization of the structuring an improved EBL resist system could be a favorable solution to achieve a sufficiently pronounced undercut resist profile for layer thicknesses of 100 nm and more. Furthermore the utilization of membrane substrates with significantly smaller windows may reduce the risk to damage the fragile membrane during the sample preparation. Also disturbing charging effects during the exposure with the SEM could be reduced by a reduction of the membrane area.

A larger random sample concerning the experimental investigations at the STXM provides more detailed information, if the configuration with the lowest total energy ($C = antiparallel$; $P = parallel$) appears more frequently than the other configurations with higher energy values. Further dynamic measurements on samples with all possible configurations would complete the results of the resonance frequencies depending on the Cu interlayer thickness.

To experimentally observe the high frequency gyration mode of all Co/Cu/Py systems one has to choose a better time resolution, which in principle can be performed at the MAXYMUS beamline at BESSY II.

Not only the investigation of the gyration modes but also the focussing on switching processes of the core polarisations will provide a deeper insight into the extremely complex dynamic behavior of a system with two vertically stacked vortex cores.

2 Einleitung

Seit den vergangenen Jahren gewinnt das Forschungsgebiet der magnetischen Eigenschaften von kleinsten ferromagnetischen Dünnschichtstrukturen an immer größer werdender Bedeutung. Insbesondere in der Sensorik und der magnetischen Datenspeicherung spielt die sogenannte *Spintronik* eine herausragende Rolle.

Bei der *Spintronik* nutzt man neben der Tatsache, dass ein Elektron eine Ladung besitzt, zusätzlich das Vorhandensein des Spins aus, der jedem Elektron innewohnt. Von besonderem Interesse sind hierbei nanostrukturierte, dünne ferromagnetische Schichten bzw. Schichtsysteme, deren Abmessungen mittlerweile im Bereich von nur wenigen Nanometern liegen.

Sich daraus ergebende Anwendungen sind z.B. Magnetfeldsensoren zum Auslesen und Speichern digitaler Informationen in Computerfestplatten sowie Speicherzellen für die MRAM-Technologie.

Im Jahre 1988 entdeckten unabhängig voneinander P. Grünberg und A. Fert den sogenannte Riesenmagnetowiderstandseffekt¹, kurz *GMR-Effekt* (engl.: *Giant Magneto Resistance*) [2, 3]. Hierbei handelt es sich um die Änderung des elektrischen Widerstandes einer ferromagnetischen Mehrschichtstruktur in Abhängigkeit eines externen Magnetfeldes.

Dieser *GMR-Effekt* wurde erstmals am Dreischichtsystem Fe/Cr/Fe beobachtet, wobei die beiden ferromagnetischen Fe-Schichten durch eine nichtmagnetische, nur wenige Nanometer dicke Cr-Schicht voneinander getrennt sind. Noch höhere Widerstandsänderungen können jedoch in Multilagensystemen $\{Cu/Py\}_{40}$ mit bis zu 40 Wiederholungen erzielt werden [4, 5, 6].

Aufgrund der stetig fortschreitenden Miniaturisierung in der Infor-

¹P. Grünberg und A. Fert erhielten beide im Jahre 2007 für ihre Entdeckung des GMR-Effekts den Nobelpreis für Physik.

mations- und Kommunikationstechnologie, und hier vor allem bei der Herstellung digitaler Datenspeichermedien, werden immer kleinere ferromagnetische Strukturen benötigt und somit auch erzeugt und erforscht. Da die Dimensionen im Bereich der ferromagnetischen Domänenbildung liegen, handelt es sich hierbei um Eindomänenteilchen oder sogenannte Vortex-Strukturen.

Intensive Forschungen auf dem Gebiet der ferromagnetischen Vortex-Konfiguration beispielsweise haben in den vergangenen Jahren zu vielen neuen Erkenntnissen geführt, die im Bezug auf die Realisierung zukünftiger und gänzlich neuartiger Speichermethoden von wesentlicher Bedeutung sein können [7, 8, 9, 10, 11].

Typische Vortex-Konfigurationen treten in quadratischen oder kreisförmigen ferromagnetischen Dünnschichtstrukturen auf. Wie später noch ausführlicher beschrieben wird, ist eine solche Konfiguration zum einen charakterisiert durch ihre *Zirkulation* \mathbf{C} , welche den Umlaufsinn der Magnetisierung um das Zentrum der Struktur beschreibt. Diese verläuft innerhalb der Schichtebene um das Zentrum, den sogenannten Vortextern.

Das zweite Merkmal ist die *Polarisation* \mathbf{P} , welche die vertikale Ausrichtung der Magnetisierung des Vortexterns im Zentrum der Struktur beschreibt. Sie weist aus der Schichtebene heraus und konnte erstmals im Jahre 2000 mit Hilfe der Magnetischen Rasterkraftmikroskopie (*MFM*) sowie 2002 unter Zuhilfenahme des Spinpolarisierten Rastertunnelmikroskops (*SP-STM*) experimentell nachgewiesen werden [12, 13].

Nun besteht die Möglichkeit, wie auch im Falle eines GMR-Systems, ein Dreischichtsystem aus beispielsweise zwei vertikal übereinander angeordneten Vortex-Strukturen zu erzeugen, welche durch eine nichtmagnetische Zwischenschicht (beispielsweise aus Kupfer) getrennt sind. Somit liegt ein System vor, welches (unter Berücksichtigung der Symmetrieeigenschaften) insgesamt vier voneinander unterscheidbare Zustände aufweisen kann: die *Zirkulation* \mathbf{C} sowie die *Polarisation* \mathbf{P} beider Schichten können entweder *parallel* oder *antiparallel* zueinander ausgerichtet sein.

Wäre man nun in der Lage, diese vier verschiedenen Zustände auf elektronischem Wege unterscheidbar auszulesen, so besäße man ein

Speicherelement, welchem man ebenso vier verschiedene Informationen eindeutig zuordnen könnte. Dies wäre ein enormer Fortschritt im Hinblick auf eine weitere Erhöhung der Speicherdichte in magnetischen Speichermedien.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist neben der Herstellung und Strukturierung des Dreischichtsystems Co/Cu/Py die Charakterisierung der statischen Magnetisierungsverteilung mit Hinblick auf C und P sowie die dynamische Anregung der Vortex-Konfiguration in beiden ferromagnetischen Schichten. Somit lässt sich das dynamische Verhalten beider übereinander angeordneten Vortexkerne und eine eventuelle gegenseitige Beeinflussung studieren.

Hierfür werden quadratische sowie kreisförmige Strukturen auf eine lineare Streifenleitung (engl.: *Stripline*) aufgebracht, um im Experiment mittels eines Magnetfeldpulses die gyrotrope Vortexkern-Mode anzuregen. Dies wird dadurch realisiert, indem ein elektrischer Puls durch die Stripline geleitet wird, was einen Magnetfeldpuls innerhalb der Schichtebene zur Folge hat. Dadurch wird der Vortexkern aus seiner Gleichgewichtslage ausgelenkt, sodass dieser nach Abklingen der Pulsanregung allmählich wieder an seine ursprüngliche Position zurückspiraliert.

Die Röntgentransmissionsmikroskopie (*STXM, Scanning Transmission X-Ray Microscopy*) ermöglicht unter Ausnutzung des XMCD-Effekts (*X-ray Magnetic Circular Dichroism*) eine elementselektive Darstellung der jeweiligen Schichtmagnetisierungen, was die getrennte Aufnahme der Magnetisierungsverteilung der Co- bzw. der Py-Schicht innerhalb des Dreischichtsystems ermöglicht. Zudem können mittels der zeitaufgelösten Röntgentransmissionsmikroskopie unter Zuhilfenahme des sogenannten *Pump-and-Probe-Messprinzips* die gyrotropen Vortexkern-Bewegungen selektiv in beiden ferromagnetischen Schichten sichtbar gemacht und dadurch die Resonanzfrequenzen der gyrotropen Mode im System Co/Cu/Py in Abhängigkeit unterschiedlicher Schichtparameter analysiert werden.

3 Theoretische Grundlagen

Das folgende Kapitel liefert einen kurzen Einblick in die Grundlagen des Magnetismus im Allgemeinen und des Ferromagnetismus im Speziellen. Zudem wird das Konzept des sogenannten Mikromagnetismus erläutert, mit dessen Hilfe die einzelnen Energiebeiträge, die Ausbildung von Domänen bzw. Domänenwänden und schließlich die Entstehung einer Vortex-Konfiguration beschrieben werden können. Des Weiteren werden mögliche Kopplungsmechanismen in ferromagnetischen Schichtsystemen vorgestellt, welche die Orientierung der jeweiligen Schichtmagnetisierungen zueinander wesentlich beeinflussen. Eine bedeutende Rolle spielt schließlich die Beschreibung der Vortextern-Bewegung bei Anlegen eines statischen sowie dynamischen äußeren Magnetfeldes, wobei hierfür der Formalismus der *Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung* sowie der *Thiele-Gleichung* geeignete Werkzeuge darstellen, um die Magnetisierungsdynamik mathematisch zu beschreiben.

3.1 Magnetismus

Der Magnetismus spielt in unserer heutigen Zeit in vielfältigen Bereichen der modernen Technik eine wesentliche Rolle, und seine Entdeckung und Erforschung hat eine lange und bemerkenswerte Entwicklung hinter sich. Zu Beginn stand die frühe Beobachtung, dass eine einfache Nadel aus dem Mineral *Magnetit* (Fe_3O_4) stets in eine gewisse Himmelsrichtung weist. Dieses Phänomen wurde schon vor mehr als zweitausend Jahren in Richtungsanzeigern, sprich Kompassen, vor allem in der Seefahrt verwendet.

In der ersten Hälfte des 19. Jahrhunderts fand die bahnbrechende Entdeckung des Elektromagnetismus statt, welcher zum ersten Mal von Michael Faraday (1791-1867) und James Clerk Maxwell (1831-1879)

formuliert wurde. Erst das Verständnis dieses Zusammenhangs zwischen Elektrizität und Magnetismus erlaubte die Erzeugung künstlicher elektromagnetischer Wellen und Felder, was die Grundlage der modernen Datenübertragung mit Lichtgeschwindigkeit bildet. Durch die Entdeckung des Elektrons durch J. J. Thomson (1856-1940) Anfang des 20. Jahrhunderts konnte man schließlich dem Ursprung des Phänomens Magnetismus auf den Grund spüren.

Es folgte die gezielte Entwicklung von Hochleistungspermanentmagneten wie den Seltenerd-Übergangsmetall-Verbindungen. Hierzu zählen insbesondere SmCo-Verbindungen (1967) [14, 15] sowie Legierung auf der Basis von Nd₂Fe₁₄B (1984) [16, 17], welche heutzutage vor allem in Generatoren zur Stromgewinnung bzw. Elektromotoren zum Einsatz kommen und aus unserem heutigen Alltag nicht mehr wegzudenken sind.

3.1.1 Ursprung des Magnetismus

Die wichtigste Erkenntnis zur Ergründung des Phänomens Magnetismus war die Beobachtung aus der Elektrodynamik im 19. Jahrhundert, dass ein stromdurchflossener metallischer Leiter von einem geschlossenen Magnetfeld umgeben wird, welches senkrecht zur Stromrichtung orientiert ist. James Clerk Maxwell formulierte diesen Zusammenhang 1864 in seinen berühmten *Maxwellschen Gleichungen*. Formte man diesen geraden Leiter zu einer kreisförmigen Leiterschleife, so erhielt man einen magnetischen Dipol, der ein magnetisches Dipolmoment erzeugte. Daraus konnte von Maxwell geschlossen werden, dass die Ursache für die Existenz magnetischer Momente kreisende elektrische Ladungen sein mussten.

Da nun das Elektron um den Atomkern ebenso eine kreisförmige Bahnbewegung ausführt, erzeugt es auf diese Weise gleichfalls ein magnetisches Moment, das magnetische Bahnmoment μ_B . Dieses ist senkrecht zur Ebene der Umlaufbahn des Elektrons gerichtet. Zusätzlich besitzt das Elektron einen Eigendrehimpuls, den Spin s . Anschaulich kann man sich den Spin als Eigendrehung des Elektrons vorstellen. Diese Eigendrehung verursacht nun ihrerseits ein magnetisches Moment, das magnetische Spinmoment μ_S . Erst die Vektorsumme $\mu_B + \mu_S$ beider Momente ergibt das magnetische Gesamtmoment. Aber nur dann, wenn

die Vektorsumme der Momente aller beteiligten Elektronen eines Atoms ungleich Null ist, existiert ein magnetischer Dipol. Bei komplett aufgefüllten Elektronenschalen, der Edelgaskonfiguration, heben sich die einzelnen magnetischen Momente innerhalb eines Atoms auf, und alle Edelgase sind somit nach außen hin unmagnetisch.

Ob und wie in einem Festkörper die atomaren magnetischen Momente miteinander in Wechselwirkung treten, spiegelt sich in der Einteilung in para-, ferro oder diamagnetische Stoffklassen wider. Von Diamagnetismus spricht man, wenn durch ein äußeres Magnetfeld \mathbf{H}_{ext} im Material magnetische Momente hervorgerufen werden, welche \mathbf{H}_{ext} entgegengerichtet sind und dieses somit abschwächen. Prinzipiell sind alle Materialien diamagnetisch, wobei sich dies vor allem bei nach außen hin unmagnetischen Materialien merklich auswirkt. In einem äußeren Magnetfeld \mathbf{H}_{ext} ist es für die Spinnomente energetisch am günstigsten, sich parallel zum Feld auszurichten. Dies führt zum Phänomen des Paramagnetismus. Im Folgenden wird lediglich näher auf den Ferromagnetismus eingegangen.

Die wesentliche Eigenschaft eines Ferromagneten ist, dass sich unterhalb einer materialspezifischen Temperatur, der sogenannten Curie-Temperatur T_C , die magnetischen Dipolmomente des Festkörpers spontan kollektiv parallel (bei Ferromagneten) bzw. antiparallel (bei Antiferromagneten) ausrichten, und somit auch ohne ein äußeres Magnetfeld \mathbf{H}_{ext} eine spontane Magnetisierung \mathbf{M} des Materials existiert. Es muss also eine innere Wechselwirkung zugrunde liegen, die diese parallele (bzw. antiparallele) Ordnung der magnetischen Dipolmomente bewirkt.

Als erster führte Pierre Weiss im Jahre 1907 ein effektives Austauschfeld ein, das sogenannte Molekularfeld [18]. Neben der kollektiven Ausrichtung der Momente konnte hierüber zudem die Temperaturabhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung \mathbf{M}_S eines Materials unterhalb dessen Curie-Temperatur theoretisch beschrieben werden. Heisenberg führte im Jahr 1928 eine quantenmechanische Formulierung für dieses extrem starke Austauschfeld ein und prägte den Begriff der kurzreichweitigen quantenmechanischen Austauschwechselwirkung [19]. Hiernach beträgt die Austauschenergie \mathbf{E}_{exc} zwischen den magnetischen Momenten zweier Elektronen i und j mit den Spins \mathbf{s}_i und \mathbf{s}_j

$$E_{exc,ij} = -2J_{ij} \cdot \mathbf{s}_i \cdot \mathbf{s}_j. \quad (3.1)$$

J_{ij} wird als Austauschintegral bezeichnet und nimmt bei Ferromagneten positive Werte an.

3.1.2 Ferromagnetismus der Übergangsmetalle

Diese von Heisenberg beschriebene Austauschwechselwirkung ergibt sich aus dem Zusammenspiel des Pauli-Prinzips und der Coulomb-Wechselwirkung und wurde ursprünglich nur für lokalisierte Spins formuliert. In metallischen Festkörpern kann der Magnetismus jedoch entweder von den sich frei beweglichen (itineranten) Leitungselektronen, oder aber durch lokalisierte Momente hervorgerufen werden. Im Wesentlichen lassen sich mit Heisenbergs Betrachtungen jedoch auch der Ferromagnetismus der Übergangsmetalle Fe, Ni und Co erklären, bei welchen der Magnetismus von den delokalisierten 3d-Elektronen herrührt und als Bandmagnetismus bezeichnet wird. Dieser soll im Folgenden näher erläutert werden.

Aufgrund des Pauli-Verbots verdrängt ein Elektron innerhalb eines gewissen räumlichen Abstands ein zweites Elektron mit der gleichen Spinausrichtung. Dies hat zum einen zur Folge, dass sich bei parallel orientierten Spins ($\uparrow\uparrow$) der mittlere Abstand der Elektronen untereinander vergrößert, was die potentielle Energie des Systems aufgrund der somit geringeren Coulomb-Wechselwirkung herabsetzt. Jedoch ist im Falle eines freien Elektronengases mit nur parallel ausgerichteten Spins ($\uparrow\uparrow$) die kinetische Energie der Teilchen höher als in einem System mit gleicher Teilchenzahl und antiparallel ausgerichteten Spins ($\uparrow\downarrow$), da die Fermi-Energie beim Vorhandensein von nur einer Spinorientierung höher ist. Es existiert also ein Wechselspiel zwischen diesen beiden Sachverhalten, was nur quantenmechanisch verstanden werden kann.

Überwiegt nun in einem ferromagnetischen Material aufgrund der energetischen Bevorzugung der Spin-Parallelstellung eine Spinausrichtung, so macht sich dies im Bändermodell als eine Aufspaltung der besetzten Energiezustände in zwei Teilbänder bemerkbar. Das eine Teilband rührt von den Elektronen mit Spin-up (\uparrow) und das andere von denjenigen

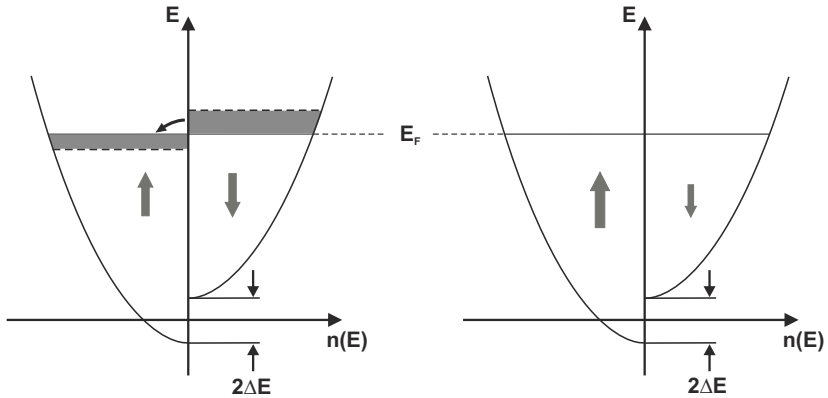


Abbildung 3.1: Stark vereinfachte Darstellung der Aufspaltung der Zustandsdichte $n(E)$ in ein Spin-Up- (↑) und ein Spin-Down-Band (↓) eines ferromagnetischen Materials mit itineranten Ladungsträgern. Da die Fermi-Energie E_F für beide Bänder stets gleich sein muss, resultiert dort eine größere Zustandsdichte der Ladungsträger mit Spin-Up.

mit Spin-down (↓) her. Die beiden Spinzustände sind energetisch um jeweils $\pm\Delta E$ nach oben bzw. nach unten verschoben. Da die beiden Teilbänder ein gemeinsames Fermi-Niveau besitzen, existieren insgesamt mehr Elektronen mit parallel zum Feld ausgerichteten Spins als solche mit entgegengesetzter Spin-Ausrichtung. Dies ist stark vereinfacht in Abb. 3.1 schematisch dargestellt.

Abb. 3.2 zeigt die jeweils berechneten Zustandsdichten der ferromagnetischen Übergangselemente Eisen und Nickel, wobei deutlich wird, dass hier vor allem die Aufspaltung des d-Bandes und somit die 3d-Elektronen maßgeblich zur Entstehung des magnetischen Momentes beitragen. Zwar unterliegen auch die s- und p-Bänder einer Aufspaltung, welche jedoch wesentlich geringer ausfällt als diejenige des d-Bandes.

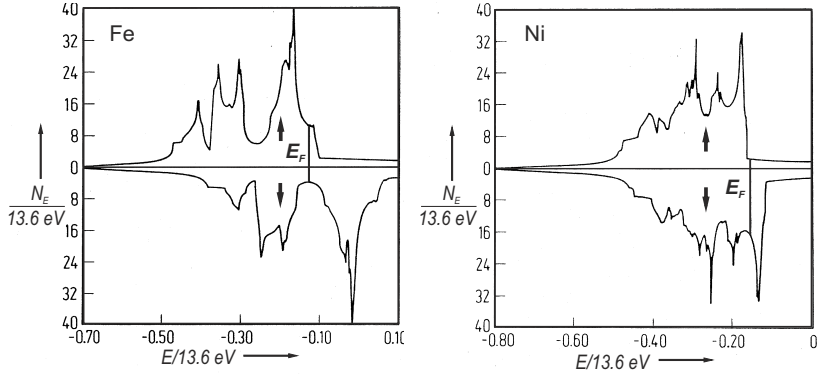


Abbildung 3.2: Berechnete Zustandsdichten der ferromagnetischen Übergangselemente Eisen (links) und Nickel (rechts), entnommen aus [20]. Dabei wird deutlich, dass hier vor allem die Aufspaltung des 3d-Bandes und somit die d-Elektronen zur Entstehung des magnetischen Moments beitragen.

3.2 Mikromagnetismus

Da es im Allgemeinen nicht möglich ist, schon ab einer geringen Anzahl von Atomen ein ferromagnetisches System unter Berücksichtigung aller auftretenden magnetischen Momente vollständig zu berechnen, wurde der Mikromagnetismus in Form einer Kontinuumstheorie entwickelt. Hierbei werden die atomaren magnetischen Momente über einen kleinen Bereich lokal gemittelt, wodurch man ein stetiges Vektorfeld $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ der Magnetisierungsverteilung erhält. Jedem Ortspunkt im Ferromagneten wird demnach ein klassischer Vektor zugeordnet [21].

Um Rechnungen zu vereinfachen, wird $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ mit der Sättigungsmagnetisierung \mathbf{M}_S des ferromagnetischen Materials normiert, welche man experimentell direkt aus der Hysteresekurve ermitteln kann.

$$\mathbf{m}(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{M}(\mathbf{r})}{M_S} \quad (3.2)$$

Die Größe $\mathbf{m}(\mathbf{r})$ stellt somit den Einheitsvektor der Magnetisierung dar. Ziel ist es nun, die Gleichgewichtsverteilung dieses Vektorfeldes unter der Annahme bestimmter Randbedingungen zu berechnen. Das Resultat entspricht der Gleichgewichtskonfiguration der Magnetisierung der zu untersuchenden ferromagnetischen Struktur.

3.2.1 Energiebeiträge eines Ferromagneten

Das ferromagnetische System ist bestrebt, seine Gesamtenergie E_{ges} zu minimieren, welche sich aus den folgenden Energiebeiträgen zusammensetzt [22]:

$$E_{ges} = E_{exc} + E_{an} + E_a + E_d \quad (3.3)$$

Hierbei stehen die einzelnen Terme auf der rechten Seite der Gleichung für die Austausch-, die Anisotropie-, die Zeemann- sowie die Streufeldenergie, welche nachfolgend näher erläutert werden.

Austauschenergie

Erst die Austauschkopplung der magnetischen Momente untereinander bewirkt, dass sich in einem Magneten die Elektronenspins kollektiv entweder parallel (Ferromagnet) oder antiparallel (Antiferromagnet) zueinander ausrichten. Abweichungen von einer solchen Konfiguration stellen einen erhöhten Energieaufwand E_{exc} dar, der durch den folgenden Ausdruck beschrieben werden kann:

$$E_{exc} = A \int \nabla \mathbf{M}(\mathbf{r})^2 dV. \quad (3.4)$$

Hierbei bedeutet A die materialabhängige Austauschkonstante. Die Austauschkopplung selbst ist isotrop, also richtungsunabhängig.

Kristallanisotropieenergie

Neben der Austauschkopplung wirkt sich in magnetischen Materialien die Spin-Bahn-Kopplung (LS-Kopplung¹) auf die Ausrichtung der spontanen Magnetisierung $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ aus. Die LS-Kopplung bewirkt die Kopplung der Spinnomente an das Kristallgitter des Festkörpers und ist verantwortlich für die Richtungsabhängigkeit von $\mathbf{M}(\mathbf{r})$. Man spricht von der sogenannten magnetischen Kristallanisotropie, welche direkt verknüpft ist mit der Kristallsymmetrie des magnetischen Festkörpers. Demnach wird eine bestimmte, ausgezeichnete kristallographische Richtung energetisch bevorzugt, welche als *leichte Richtung* bezeichnet wird. Dahingegen ist eine Polarisation entlang der *schweren Richtung* energetisch besonders ungünstig. Es muss also ein Energiebetrag aufgewendet werden, um die Magnetisierung aus der leichten Richtung herauszudrehen.

Betrachtet man beispielsweise das hexagonale Kobalt, so liegt hier eine einachsige magnetische Kristallanisotropie vor, wobei die leichte Richtung und somit die spontane Magnetisierung $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ entlang der hexagonalen c-Achse orientiert ist. Für die Energiedichte e_K kann folgender Ausdruck formuliert werden:

$$e_K = K_0 + K_1 \sin^2 \alpha + K_2 \sin^4 \alpha \quad (3.5)$$

Hierbei handelt es sich um eine Näherung in Form einer Reihenentwicklung, wobei gewöhnlich nach dem zweiten Glied abgebrochen wird. Die Koeffizienten K_0 , K_1 und K_2 werden Kristallanisotropiekonstanten genannt, wobei K_0 den Wert Null besitzt. α ist der Winkel, den $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ mit der c-Achse des hexagonalen Gitters einschließt.

In kubischen Kristallsystemen (wie beispielsweise bei Eisen, Nickel oder der kubischen Modifikation des Kobalts) existieren drei leichte Richtungen. Legt man ein kartesisches Koordinatensystem zugrunde, lässt sich die Kristallanisotropieenergiedichte durch

$$e_K = K_1 (m_x^2 m_y^2 + m_y^2 m_z^2 + m_x^2 m_z^2) + K_2 m_x^2 m_y^2 m_z^2 \quad (3.6)$$

¹Die LS-Kopplung beschreibt die relativistische Wechselwirkung zwischen dem Spinnmoment und dem Bahnmoment innerhalb eines Atoms.

ausdrücken. Hierbei sind m_x , m_y und m_z die Magnetisierungskomponenten entlang der kubischen Kristallachsen x , y und z . K_1 und K_2 sind, wie im Falle der hexagonalen Kristallsymmetrie, die erste und zweite Anisotropiekonstante, und auch bei dieser Reihenentwicklung kann nach dem zweiten Glied abgebrochen werden.

Einen weiteren wesentlichen Beitrag zur Richtungsabhängigkeit der Magnetisierung stellt neben der Kristallanisotropie die sogenannte *Formanisotropie* dar. Ihre Ursache liegt in der Dipol-Dipol-Wechselwirkung begründet und wirkt sich auf makroskopischer Ebene aus. Sie bewirkt eine Vorzugsrichtung der spontanen Magnetisierung aufgrund der geometrischen Form der Probe. Besonders bei dünnen Schichten macht sich dieser Beitrag deutlich bemerkbar, da das System bestrebt ist, die Anzahl der Oberflächenladungen zu minimieren, sodass die Magnetisierung $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ entlang der Schichtebene orientiert ist und damit die geringstmögliche Streufeldenergie erzeugt.

Zeemann-Energie

Die Zeemann-Energie E_a beschreibt die Wechselwirkungsenergie der Magnetisierung $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ mit einem äußeren Magnetfeld \mathbf{H}_{ext} . Ist \mathbf{H}_{ext} durch ein homogenes Magnetfeld gekennzeichnet, so hängt E_a nicht von der Probengeometrie oder der Domänenkonfiguration ab, sondern ausschließlich von der über die Probe gemittelten Magnetisierung $\mathbf{M}(\mathbf{r})$.

$$E_a = -\mu_0 \cdot M_S \int \mathbf{H}_{ext} \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}) dV. \quad (3.7)$$

Die magnetischen Momente sind demnach bestrebt, sich parallel zur Richtung des externen Magnetfelds auszurichten.

Streufeldenergie

Ursache für das Auftreten eines Streufeldes ist die magnetische Dipol-Dipol-Wechselwirkung. In klassischer Näherung entsteht durch die Existenz der einzelnen magnetischen Dipole an den Rändern der magnetischen Probe das sogenannte Entmagnetisierungsfeld oder Streufeld \mathbf{H}_d , wobei man mit Entmagnetisierungsfeld den Feldanteil im Inneren der

Probe und mit Streufeld denjenigen außerhalb der Probe bezeichnet. Beide Begriffe beschreiben also ein und das selbe Feld.

Das Entmagnetisierungsfeld, das im Innern der Probe wirkt, ist in homogen magnetisierten elliptischen Körpern der Magnetisierung $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ exakt entgegen gerichtet. Das Streufeld hingegen verbindet die Quellen mit den Senken der Oberflächenladungen außerhalb des Probenvolumens. \mathbf{H}_d ist demnach eine Funktion der Probenform. Für unendlich ausgedehnte ferromagnetische Körper eliminieren sich an jedem Ort die Dipolbeiträge gegenseitig, nicht jedoch bei endlich ausgedehnten Körpern.

Ausgehend von den Maxwell-Gleichungen der Elektrostatik kann man das Entmagnetisierungsfeld als Gradient eines Potentials betrachten:

$$\mathbf{H}_d = -\nabla\Phi_d \quad (3.8)$$

Dieses Potential Φ_d besteht aus einem Oberflächen- und einem Volumenanteil:

$$\Phi_d(r) = \frac{J_s}{4\pi\mu_0} \left[\int \frac{\lambda_V(r')}{|r-r'|} dV' + \int \frac{\sigma_S(r')}{|r-r'|} dS' \right] \quad (3.9)$$

Hierbei beschreibt $\lambda_V(r')$ die Volumenladungen und $\sigma_S(r')$ die Oberflächenladungen. Letztere entstehen überall dort, wo die Magnetisierung nicht parallel zur Oberfläche des magnetischen Festkörpers ausgerichtet ist. Mit J_s ist die Sättigungspolarisation des Materials bezeichnet, wobei für den Zusammenhang zwischen der Polarisation J und der Magnetisierung M gilt:

$$J = \mu_0 \cdot M. \quad (3.10)$$

Schließlich resultiert für die magnetostatische Energiedichte des Streufeldes E_d der Ausdruck

$$E_d = \frac{1}{2}\mu_0 \int_{Raum} H_d^2 dV = -\frac{1}{2} \int_{Probe} H_d \cdot J dV. \quad (3.11)$$

3.2.2 Magnetische Domänen und Domänenwände

Um die makroskopischen Eigenschaften magnetischer Festkörper erklären zu können, ist es notwendig, sich mit ihrem mikroskopischen Aufbau und ihrer magnetischen Mikrostruktur näher zu beschäftigen. Zu den Bestandteilen der magnetischen Mikrostruktur gehören die sogenannten Domänen sowie die Domänenwände.

Magnetische Domänen sind Bereiche, innerhalb derer eine perfekte parallele Ausrichtung bzw. Kopplung der einzelnen magnetischen Momente vorliegt, wobei sich jedoch der Magnetisierungsvektor jeder einzelnen Domänen voneinander unterscheidet. Diese Bereiche werden durch Domänenwände voneinander getrennt, wobei man zwischen verschiedenen Typen von Domänenwänden unterscheidet.

Entstehung magnetischer Domänen

Für die Entstehung einer mehrdomänigen ferromagnetischen Magnetisierungskonfiguration ist das Wechselspiel verschiedener im Ferromagneten auftretender Energiebeiträge verantwortlich. Das Ziel hierbei ist stets die Minimierung der Streufeldenergie, jedoch spielen ebenso die Kristallanisotropie- und die Austauschenergie eine entscheidende Rolle. Bei dünnen strukturierten Schichten kommt zudem der Einfluss der Formanisotropie hinzu, der aufgrund der Vermeidung von Oberflächenladungen unterhalb einer kritischen Schichtdicke Domänenkonfigurationen entstehen lässt, die in Bulk-Materialien nicht auftreten. Die folgenden Betrachtungen konzentrieren sich daher auf die Domänenentstehung in ferromagnetischen dünnen Schichten.

Die Streufeldenergie einer eindomänigen, ferromagnetischen Struktur mit homogener Magnetisierungsverteilung kann durch die Ausbildung von mehreren Domänen derart reduziert werden, dass im Optimalfall das Streufeld vollständig verschwindet. Dies ist genau dann der Fall, wenn die Magnetisierung entlang eines geschlossenen Pfades parallel zu den Kanten der Probe ausgerichtet ist [23]. In Abb. 3.3 ist ein Ein-, Zwei- sowie ein Mehrdomänenteilchen mit den jeweils zugehörigen Streufeldkomponenten skizziert.

Dabei muss jedoch ein Kompromiss zwischen Streufeld- und Kris-

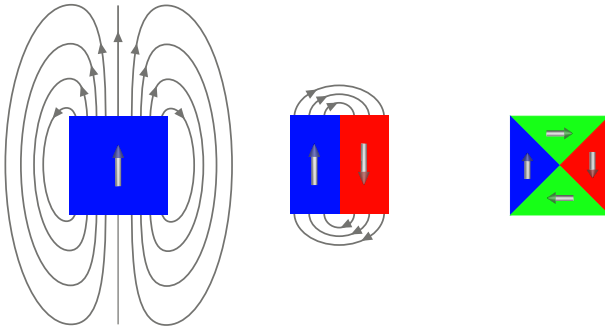


Abbildung 3.3: Ein-, Zwei- und Mehrdomänenteilchen mit jeweils angelegter Streufeldkomponente. Das Mehrdomänenteilchen (rechts) besitzt eine sogenannte Landaukonfiguration mit einem geschlossenen magnetischen Fluss. Im Idealfall verschwindet hier das Streufeld vollständig.

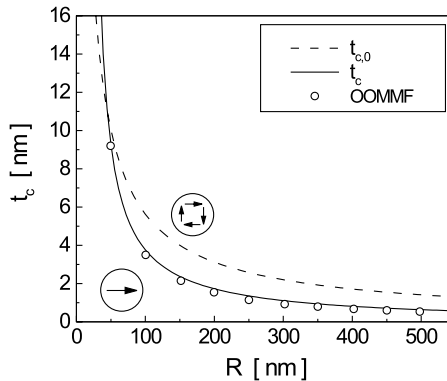


Abbildung 3.4: Anhand der Auftragung der kritischen Schichtdicke t_c gegen den Radius R einer kreisförmigen Dünnschichtstruktur ist die Stabilität einer ferromagnetischen Vortex-Konfiguration veranschaulicht. Die durchgezogene bzw. gestrichelte Linie ist das Resultat numerischer Berechnungen, und die Kreise repräsentieren mikromagnetische Simulationen. Es existieren zwei Bereiche, innerhalb derer zum einen der Vortex-Zustand und zum anderen der Eindomänenzustand stabil ist (entnommen aus [24]).

tallanisotropieenergie gefunden werden, denn als Konsequenz entstehen unter Umständen Domänen, innerhalb derer die Momente nicht mehr entlang der leichten Richtung des Kristalls orientiert sind. Aus diesem Grund ist die kritische Teilchengröße d_{krit} , unterhalb derer der Eindomänenzustand favorisiert wird, für stark magnetisch anisotrope Materialien (z.B. hexagonales Kobalt) deutlich größer als für magnetisch isotrope Festkörper (z.B. Permalloy). Zudem steht die Verringerung der Streufeldenergie stets mit der Erhöhung der Domänenwandenergie in Konkurrenz, denn Domänenwände stellen immer Defekte in der Magnetisierungsordnung dar. Hierbei werden zwei verschiedene Grundtypen von Domänenwänden unterschieden².

In Abb. 3.4 ist am Beispiel einer kreisförmigen Dünnschichtstruktur die kritische Schichtdicke t_C gegen den Scheibenradius R aufgetragen, sodass zwei Bereiche resultieren. Oberhalb der durchgezogenen bzw. gestrichelten Linie ist der Vortexzustand und darunter der Eindomänenzustand stabil [24].

Unterschiedliche Typen von Domänenwänden

Bei Vorliegen mehrerer Domänen mit jeweils homogener Magnetisierungsverteilung müssen zwischen ihnen flächenhafte Bereiche existieren, innerhalb derer die Magnetisierung allmählich dreht. Hierbei tritt jedoch das Problem auf, dass dort benachbarte magnetische Momente nicht mehr exakt parallel angeordnet sind. Dies hat zur Konsequenz, dass Momente aus ihrer bevorzugten Lage und aus der leichten Magnetisierungsrichtung herausdrehen, was einen zusätzlichen Energieaufwand bedeutet.

Dies und die Anisotropieenergie des Materials tragen zur sogenannten Domänenwandenergie bei, welche über die Breite der Wand d_{Wand} entscheidet. Bei breiten Domänenwänden ist die Austauschenergie E_{exc} klein, da die magnetischen Momente nur gering gegeneinander verkippt sind. Dahingegen nimmt die Anisotropieenergie E_{an} große Werte an, da bei einer breiten Wand wesentlich mehr Momente nicht mehr entlang einer der leichten Richtungen orientiert sind als bei einer dünnen Wand.

²Auf weitere Domänenwandtypen, welche sich von diesen Grundtypen ableiten lassen, soll in dieser Arbeit nicht eingegangen werden.

Es ist nicht möglich, einen exakten Ausdruck für die Breite einer Domänenwand d_{Wand} anzugeben, jedoch gilt die Proportionalität [25]

$$d_{Wand} \sim \sqrt{\frac{A}{K}} = l_d. \quad (3.12)$$

Mit A und K sind die Austausch- sowie die effektive Kristallanisotropiekonstante bezeichnet. Der Ausdruck $\sqrt{A/K}$ wird auch als Austauschlänge l_d bezeichnet, welche die Reichweite der Störung der homogenen Magnetisierungsverteilung beschreibt. Die Austauschlänge spielt in mikromagnetischen Simulationen eine große Rolle, da hierbei das zu simulierende Volumen in einzelne Zellen aufgeteilt wird, deren Ausdehnungen kleiner sein müssen als l_d .

Für magnetisch sehr isotrope Materialien (wie typischerweise für Permalloy) kann die Anisotropiekonstante K vernachlässigt werden. In diesem Fall lässt sich die Austauschlänge über die Auswirkung einer Störung auf die Streufeldenergie ermitteln. Dies führt unter Einbeziehung von sogenannten Demagnetisierungsfaktoren [26] zu dem Ausdruck

$$l_d = \sqrt{\frac{2A}{\mu_0}}. \quad (3.13)$$

Die Austauschlänge von Permalloy liegt bei $l_{d,Py} = 5,9 \text{ nm}$ und diejenige von Kobalt in seiner kubischen Modifikation bei $l_{d,Co} = 5,4 \text{ nm}$.

Nimmt man an, dass die Magnetisierung zweier benachbarten Domänen um 180° zueinander orientiert ist, kann man zwei idealisierte Grundtypen von Domänenwänden beschreiben: Die 180° -*Blochwand* sowie die 180° -*Néelwand*.

Innerhalb einer Blochwand rotiert die Magnetisierung kontinuierlich parallel zur Wandebene. Die Wand selbst ist streufeldfrei und erzeugt somit keinerlei Volumenladungen. Aus diesem Grund treten Blochwände vorzugsweise in Bulk-Materialien oder dickeren Schichten auf. In dünnen Schichten sind sie dagegen energetisch ungünstig, da im Wandbereich die Magnetisierung aus der Schichtebene herausdreht und somit ein Streufeld generiert werden würde [25].

Bei einer Néelwand hingegen, die vorzugsweise in dünnen bis sehr

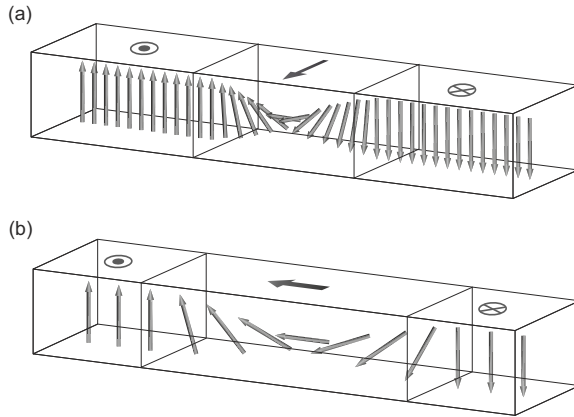


Abbildung 3.5: (a) Blochwand: Die Magnetisierung dreht kontinuierlich parallel zur Wandebene. Es treten keine Volumenladungen auf. (b) Néelwand: Hier rotiert die Magnetisierung senkrecht zur Wandebene. Da Oberflächenladungen vermieden werden, wird dieser Wandtyp in dünnen Schichten bevorzugt realisiert.

dünnen Schichten anzutreffen ist, rotiert die Magnetisierung senkrecht zur Wandebene, bis die Orientierung der benachbarten Domäne erreicht ist. Eine Néelwand erzeugt dort zwar Volumenladungen, jedoch keine Oberflächenladungen. Zudem kann die aufgrund der Formanisotropie bevorzugte in-plane-Magnetisierung beibehalten werden. In Abb. 3.5 sind beide Wandtypen illustriert.

3.2.3 Ummagnetisierungsprozesse

Das Ummagnetisierungsverhalten eines ferromagnetischen Materials kommt in seiner Hystereseurve zum Ausdruck und wird vor allem durch die Koerzitivfeldstärke H_C und die Remanenz M_R charakterisiert. Abb. 3.6(a) zeigt exemplarisch eine Hystereseurve, wobei die Magnetisierung M des Materials über der Stärke des externen Magnetfeldes H aufgetragen ist.

Die Remanenz M_R beschreibt die Magnetisierung eines zuvor aufma-

gnetisierten Materials in Abwesenheit eines äußeren Feldes und wird auch als Restmagnetisierung bezeichnet. \mathbf{H}_C ist das äußere Gegenfeld, welches man an ein aufmagnetisiertes Material anlegen muss, damit es nach außen hin als unmagnetisch erscheint. Eine ebenso charakteristische Kenngröße magnetischer Werkstoffe ist die Sättigungsmagnetisierung \mathbf{M}_S , welche ein Maß für die maximal erreichbare Polarisierung darstellt.

Dauermagnete werden aus hartmagnetischem Material hergestellt und erfordern eine Hystereseschleife mit einer möglichst hohen Remanenz und Koerzitivfeldstärke. Weichmagnete hingegen sollten eine weitestgehend verlustfreie Ummagnetisierung gewährleisten, was in der Hysteresekurve durch einen sehr kleinen Wert für \mathbf{H}_C sowie eine hohe relative Permeabilität μ_r zum Ausdruck kommt. Die relative Permeabilität μ_r beschreibt das Verhältnis der materialspezifischen magnetischen Permeabilität μ und der Vakuumpermeabilität μ_0 :

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0}. \quad (3.14)$$

Die magnetische Permeabilität μ kann auch als *Durchlässigkeit* der Materie für magnetische Felder aufgefasst werden und ist definiert als der Proportionalitätsfaktor zwischen dem magnetischen Fluss \mathbf{B} und der externen Feldstärke \mathbf{H} :

$$\mathbf{B} = \mu \cdot \mathbf{H}. \quad (3.15)$$

Das maximale Energieprodukt $(\mathbf{B} \cdot \mathbf{H})_{max}$ ist eine weitere wichtige Kenngröße zur Charakterisierung von Permanentmagneten und beschreibt die in Abb. 3.6(b) grau eingefärbte Fläche unterhalb der Hysteresekurve im zweiten Quadranten der Auftragung von \mathbf{B} über \mathbf{H} . Das Energieprodukt stellt ein Maß für die maximal gespeicherte magnetische Energie pro Volumen und somit eine Art Gütewert für einen permanentmagnetischen Werkstoff dar. Je größer der Wert für $(\mathbf{B} \cdot \mathbf{H})_{max}$ ist, desto weniger Materialvolumen eines Werkstoffes wird für die Anwendung benötigt.

Der Ummagnetisierungsprozess eines magnetischen Materials durch Anlegen eines äußeren Feldes \mathbf{H}_{ext} kann durch die nachfolgend erläuterten Grundmechanismen vonstatten gehen.

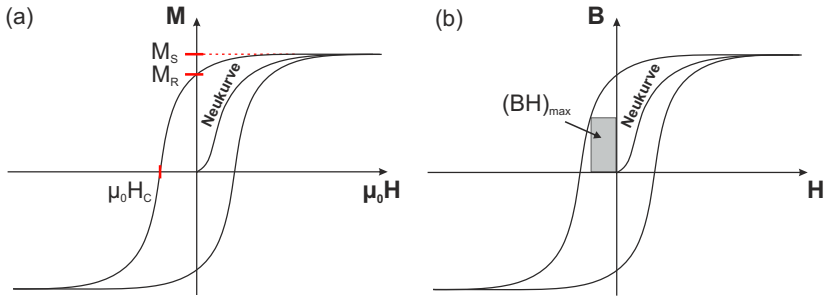


Abbildung 3.6: (a) Hysteresekurve: Auftragung der Magnetisierung M als Funktion der Magnetfeldstärke H . Mit M_S ist die Sättigungsmagnetisierung, mit M_R die Remanenz und mit H_C die Koerzitivfeldstärke bezeichnet. (b) Hier ist die magnetische Flussdichte B als Funktion der Magnetfeldstärke H dargestellt. Der grau eingefärbte Bereich beschreibt das maximale Energieprodukt $(B \cdot H)_{max}$.

Rotationsprozesse

Hierbei richten sich die magnetischen Momente kollektiv durch Drehung der Spins aus, sodass schließlich eine parallele Orientierung zu H_{ext} erreicht wird. Rotationsprozesse sind typisch für Eindomänenteilchen unterhalb ihrer kritischen Teilchengröße d_{krit} . Man unterscheidet hierbei unterschiedliche Moden, z.B. die *homogene Rotation*, das *Curling* sowie das *Buckling*, welche in Abb. 3.7 dargestellt sind [27]. Bei Eindomänenteilchen wirken vorhandene Kristallgitterdefekte als Keimbildungszentren für Drehprozesse, sodass eine hohe Defektdichte die Koerzitivfeldstärke H_C reduziert.

Nukleationsprozesse

Bei Teilchen, welche größer sind als die kritische Teilchengröße, können sich an Gitterfehlstellen wie z.B. Versetzungen oder an Orten mit erhöhter Gitterspannungen neue Domänen ausbilden, deren Magnetisierung entlang des äußeren Feldes H_{ext} orientiert ist. Demnach wird auch in diesem Fall das Koerzitivfeld durch eine hohe Defektdichte gesenkt.

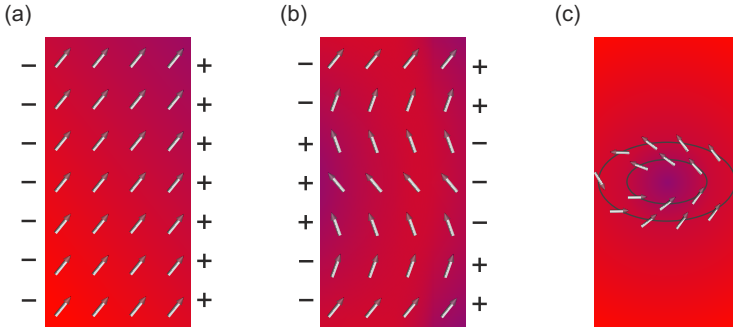


Abbildung 3.7: Mögliche Rotationsprozesse (Moden), die bei der Ummagnetisierung eines Eindomänenteilchens beobachtet werden: (a) homogene Rotation, (b) Buckling, (c) Curling.

Domänenwandbewegung

Liegen in einem mehrdomänigen Teilchen schon Domänen mit einer parallel zu \mathbf{H}_{ext} ausgerichteten Magnetisierung vor, so verschieben sich die Domänenwände derart, dass sich diese Bereiche auf Kosten derer mit nicht paralleler Orientierung vergrößern und somit das Material schließlich vollständig aufmagnetisiert wird. In diesem Fall hat eine erhöhte Gitterdefektdichte eine Erhöhung der Koerzitivfeldstärke zur Folge, da Fehlstellen hier als sogenannte *Pinning-Zentren* wirken. Diese blockieren die Domänenwände in ihrer Bewegung bzw. schränken sie stark ein.

3.2.4 Vortex-Konfiguration

Als Vortex-Konfiguration wird eine spezielle Domänenkonfiguration in einem quadratischen bzw. kreisförmigen Dünnschichtelement bezeichnet, bei der durch eine geschlossene in-plane-Magnetisierung parallel zu den Rändern der Probe das Streufeld im Idealfall vollständig eliminiert wird (vgl. Kap. 3.2.2). Ein Dünnschichtelement zeichnet sich durch ein sehr kleines Aspektverhältnis $\beta = t/r$ aus und somit die Schichtdicke t klein ist

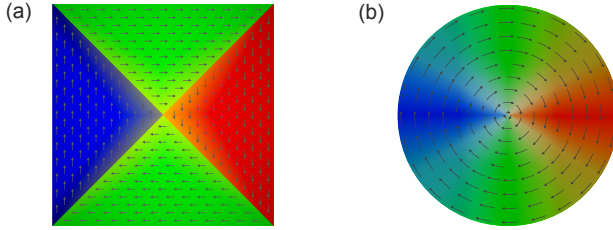


Abbildung 3.8: (a) Landastruktur und (b) Vortex-Struktur. In beiden Fällen liegt eine geschlossene in-plane-Magnetisierung vor, was im Idealfall zu einer vollständigen Elimination des Streufeldes führt. Nur die Landastruktur besitzt Domänenwände.

im Vergleich zur lateralen Abmessung r der Struktur³. Der magnetische Fluss in der Ebene ist folglich in sich geschlossen, woraus eine (nahezu) streufeldfreie Konfiguration resultiert [28, 29].

In quadratischen Schichtstrukturen bilden sich hierbei vier gleichgroße Domänen in Form gleichschenkliger, rechtwinkliger Dreiecke aus, die jeweils durch 90° -Néelwände voneinander getrennt sind. Besitzt die Probe eine kreisförmige Geometrie, existieren keine Domänenwände und die in-plane-Magnetisierung verläuft stets tangential zum Scheibenrand. In Abb. 3.8 sind beide Geometrien schematisch dargestellt.

Eine Vortex-Konfiguration setzt sich aus eben beschriebenen in-plane- und einer out-of-plane-Komponente der Magnetisierung zusammen. Um nun im Zentrum der Probe eine Singularität der Austauschenergie zu vermeiden, ragt die Magnetisierung dort senkrecht aus der Schichtebene heraus. Als Konsequenz daraus wird an dieser Stelle ein stark lokal begrenztes out-of-plane-Streufeld erzeugt, was jedoch gesamtenergetisch gesehen nicht sehr stark ins Gewicht fällt. Dieser innere, senkrecht zur Schichtebene magnetisierte Bereich wird Vortexkern genannt, der eine laterale Abmessung von $2 \cdot l_d$ bis $3 \cdot l_d$ besitzt, was je nach Materialauswahl und Aspektverhältnis der Struktur etwa 10 bis 30 nm entspricht [30, 31, 32]. Nach außen hin fällt diese senkrechte Magnetisierungskom-

³Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird der laterale Durchmesser bzw. die Kantenlänge einer Dünnschichtstruktur mit a und der Radius bzw. die halbe Kantenlänge mit r bezeichnet.

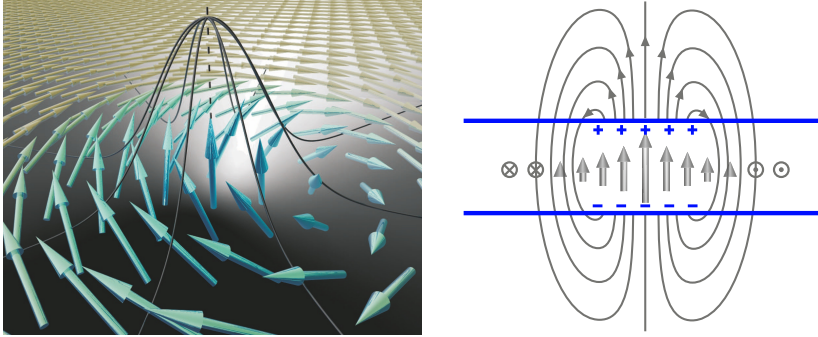


Abbildung 3.9: Out-of-plane-Komponente der Magnetisierung im Zentrum einer Vortex-Struktur. Links: Die Simulation veranschaulicht die Ausrichtung der magnetischen Dipolmomente im Bereich des Vortexkerns [33]. Rechts: Lokal wird an dieser Stelle ein starkes, aber lokal begrenztes out-of-plane-Streufeld erzeugt, was jedoch auf den Betrag der Gesamtenergie der Probe einen eher geringen Einfluss besitzt.

ponente mit l_d^2 ab. Abb. 3.9 zeigt zum einen anhand einer Simulation die Anordnung der Spins im Zentrum einer Vortex-Konfiguration und zum anderen das lokale out-of-plane-Streufeld, welches durch diese senkrechte Magnetisierungskomponente erzeugt wird.

Erstmals konnte diese out-of-plane-Komponente im Jahre 2000 mit Hilfe der *Magnetischen Rasterkraftmikroskopie* (MFM) sowie 2002 unter Zuhilfenahme eines *Spinpolarisierten Rastertunnelmikroskops* (SP-STM) experimentell nachgewiesen werden [31, 13].

Die Orientierung dieser out-of-plane-Komponente der Magnetisierung im Zentrum wird Polarisation \mathbf{P} des Vortexkerns genannt und kann entweder nach unten ($\mathbf{P} = -1$) oder oben ($\mathbf{P} = +1$) senkrecht aus der Schichtebene herausragen. In einer Einfachschichtstruktur stellt dies energetisch jedoch zwei gleichberechtigte Zustände dar. Ebenso besitzt die in-plane-Komponente \mathbf{C} , auch Zirkulation genannt, zwei energetisch gleichwertige Möglichkeiten der Orientierung: entweder zirkuliert die Magnetisierung *im* ($\mathbf{C} = -1$) oder *gegen* ($\mathbf{C} = +1$) den Uhrzeigersinn

um den Vortexkern⁴.

Es existieren demnach vier Grundzustände der Vortex-Struktur, womit diese prinzipiell Träger von zwei Bits an Informationen darstellt. Könnte man nun zwischen diesen vier Möglichkeiten experimentell unterscheiden und diese gezielt rasch und fehlerfrei einstellen, hätte man ein neues, innovatives und platzsparendes magnetisches Speicherelement zur Verfügung.

Betrachtet man anstelle einer Einfachschicht ein Doppelschichtsystem, bei welchem zwei Vortexkonfigurationen vertikal übereinander angeordnet sind, so existieren (bei Betrachtung der Magnetisierungskomponenten relativ zueinander und unter Berücksichtigung aller Symmetrien) die folgenden vier unterscheidbaren Zustände: die *Zirkulation* \mathbf{C} sowie die *Polarisation* \mathbf{P} beider Schichten können zum einen beide entweder *parallel* oder *antiparallel* zueinander ausgerichtet sein. Des weiteren besteht die Möglichkeit, dass in einem solchen Doppelschichtsystem zwar \mathbf{C} parallel, jedoch \mathbf{P} antiparallel orientiert ist (und vice versa). In Abb. 3.10 sind diese vier verschiedenen Möglichkeiten gegenübergestellt.

3.3 Magnetische Schichtsysteme

Das Funktionsprinzip moderner magnetischer Speichermedien, wie zum Beispiel bei Festplatten in Computern, beruht auf der gezielten lokalen Ummagnetisierung einer ferromagnetischen dünnen Schicht, wodurch an exakt dieser Stelle eine Information in Form eines Bits erzeugt und abgespeichert wird.

Zum Schreiben dieser binären Information sind in der Vergangenheit Schreibköpfe entwickelt worden, die induktiv mithilfe sehr kleiner Spulen den Ummagnetisierungsvorgang realisieren, wobei das Auslesen mittels eines magnetorestriktiven Sensors vonstatten geht. Hierbei wurde seit Anfang der 1980-er Jahre der sogenannte AMR-Effekt (AMR: engl.: *Anisotropic Magnetoresistance*, dt.: *anisotroper Magnetowiderstand*) ausgenutzt, mit dessen Hilfe man sehr empfindliche Magnetfeldsensoren entwickeln und kommerziell herstellen konnte [34, 35, 36].

⁴Das Produkt $\mathbf{P} \cdot \mathbf{C}$ wird als *Händigkeit* des Vortex bezeichnet und kann ebenso den Wert -1 (*linkshändig*) oder +1 (*rechtshändig*) annehmen.

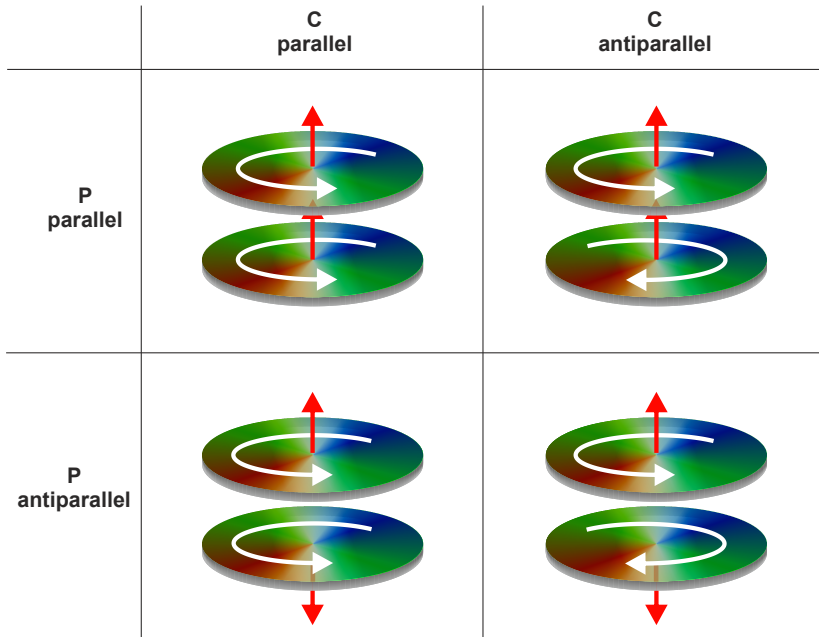


Abbildung 3.10: Veranschaulichung der vier grundlegenden Zustände zweier vertikal übereinander angeordneter Vortices bei Betrachtung der Magnetisierungskomponenten relativ zueinander. Im Falle der Diagonalelemente der 2×2 -Matrix sind die Polarisierungen \mathbf{P} und die Zirkulationen \mathbf{C} parallel (bzw. antiparallel) zueinander orientiert. Bei den übrigen beiden Zuständen ist lediglich eine Komponente parallel bzw. antiparallel zueinander ausgerichtet.

Aufgrund des immer weiter ansteigenden Bedarfs an Medien mit höherer Speicherdichte brachte die Entdeckung des GMR-Effekts (GMR: engl.: *Giant Magnetoresistance*, dt.: *Riesenmagnetowiderstand*) im Jahre 1988 den Durchbruch zu einer neuen Generation an Leseköpfen, die noch sensibler auf externe Magnetfelder reagieren und somit eine noch höhere Speicherdichte ermöglichen, da die einzelnen Bits auf dem Speichermedium noch dichter gepackt werden können als noch unter Verwendung der AMR-Leseköpfen zuvor.

3.3.1 GMR-Effekt

Diese GMR-Bauelemente basieren auf Mehrlagenschichtsystemen, welche aus abwechselnd ferromagnetischen und nichtferromagnetischen Schichten aufgebaut sind [2]. Eine der ersten Kombination, an welcher der GMR-Effekt ausgiebig untersucht worden ist, war das Dreischichtsystem Fe/Cr/Fe, nachdem P. Grünberg zwei Jahre vor der Entdeckung des GMR-Effekts an eben diesem System die oszillatorische Zwischenschichtaustauschwechselwirkung entdeckt hatte⁵ [37]. Hierbei trennt eine nichtferromagnetische Chromschicht zwar die beiden ferromagnetischen Eischichten chemisch voneinander, jedoch ist eine Kopplung der Magnetisierung beider Schichten gewährleistet.

Die Änderung des spezifischen elektrischen Widerstandes $\Delta\rho$ resultiert nun daraus, dass der Widerstand gering ist, wenn die Magnetisierungen der beiden Fe-Schichten parallel (P) zueinander orientiert sind. Dagegen ist er höher, wenn die Magnetisierungen antiparallel (AP) zueinander liegen. Umgangssprachlich spricht man hier auch von ferromagnetischer (FM) bzw. antiferromagnetischer (AFM) Orientierung der Schichtmagnetisierungen. Der spezifische elektrische Widerstand des Schichtsystems ist demnach abhängig von der relativen Ausrichtung der beiden Schichtmagnetisierungen. Die GMR-Widerstandsänderung ist definiert über den Ausdruck

⁵Im Jahre 1988 entdeckten unabhängig voneinander P. Grünberg und A. Fert den GMR-Effekt [2, 3]. Im Jahre 2007 erhielten beide für ihre Entdeckung den Nobelpreis für Physik.

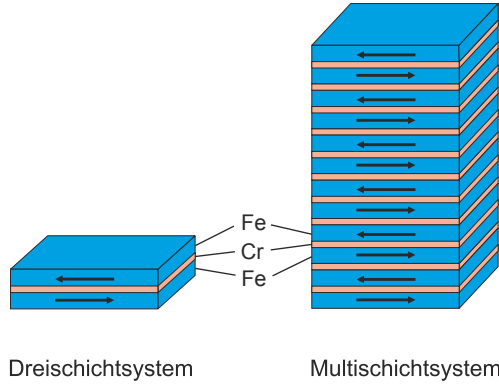


Abbildung 3.11: Schematische Darstellung eines Fe/Cr/Fe-Dreischicht- bzw. Multischichtsystems. Hier wurde angenommen, dass die jeweiligen Schichtmagnetisierungen ohne angelegtes externes Magnetfeld (Nullfeldmagnetisierung) antiparallel ausgerichtet sind, wie es im Falle von GMR-Schichtsystemen der Fall ist.

$$GMR = \frac{\Delta\rho}{\rho} = \frac{R_{AP} - R_P}{R_P} \quad (3.16)$$

und beträgt für das System Fe/Cr/Fe bei Raumtemperatur etwa 2% [2]. Neben Dreischichtsystemen finden vor allem Multischichtsysteme in der modernen Speichertechnologie Anwendung, bei denen sich ferro- und nichtferromagnetische Schichten mehrmals abwechselnd wiederholen und sich somit die Widerstandsänderung $\Delta\rho$ zusätzlich merklich erhöht. Als Beispiel sei hier das System $\{Cu/Py\}_{40}$ mit bis zu 40 Wiederholungen genannt, bei dem ein GMR-Wert von bis zu 60% erzielt werden kann [4, 5]. Auf solche Multischichtsysteme soll in dieser Arbeit jedoch nicht weiter eingegangen werden. In Abb. 3.11 ist schematisch ein Dreischicht- sowie ein Multischichtsystem mit jeweils antiparalleler Schichtmagnetisierung skizziert.

3.3.2 Kopplungseffekte in ferromagnetischen Schichtsystemen

Die Sensorfunktion von GMR-Bauelementen wird genau dann erfüllt, wenn sich aufgrund eines von außen angelegten Magnetfelds die jeweiligen Schichtmagnetisierungen relativ zueinander reversibel ändern können. Das Prinzip beruht nun darauf, dass im Nullfeld, sprich ohne Einwirkung eines externen Magnetfelds, die Magnetisierungen beider Schichten stets antiparallel (antiferromagnetisch) orientiert sind und somit der elektrische Widerstand hoch ist. Legt man nun ein äußeres Feld an, richten sich die Schichtmagnetisierungen parallel zu diesem aus, was zu einem Absinken des Widerstandes führt.

Die treibende Kraft für eine antiparallele Stellung im Nullfeld kann bei geeigneter, sehr geringer Zwischenschichtdicke die oszillatorische Zwischenschichtaustauschkopplung sein [37, 6, 38]. Jedoch ist diese *intrinsische* Art der Kopplung nicht die einzige Möglichkeit, eine antiferromagnetische Orientierung der Schichtmagnetisierungen zu realisieren. Unterschiedliche Möglichkeiten der *extrinsischen* Kopplung der Magnetisierung eines Dreischichtsystems sind in Abb. 3.12 dargestellt. Diese können sowohl zu FM als auch zu AFM gekoppelten Schichtmagnetisierungen führen, je nachdem, welcher Mechanismus dominiert [39]. Im Folgenden werden die wichtigsten Kopplungsmechanismen näher erläutert.

1. Oszillatorische Zwischenschichtaustauschwechselwirkung

Die oszillatorische Zwischenschichtaustauschwechselwirkung wird in Schichtsystemen beobachtet, bei denen die ferromagnetischen Lagen durch eine sehr dünne para- bzw. diamagnetische metallische Zwischenschicht voneinander getrennt sind. Deren Dicke liegt typischerweise bei bis zu maximal 2 nm. Je dünner das Schichtmaterial ist, desto stärker ist auch die Kopplung. Die Zwischenschicht muss vollständig geschlossen sein, was vor allem bei Materialien mit einem ausgeprägtem Inselwachstum zu beachten ist⁶.

⁶Ein solches Inselwachstum wird auch *Vollmer-Weber-Wachstum* genannt. Im Gegensatz dazu versteht man unter *Frank-van-der-Merwe-Wachstum* einen monolagenweisen Schichtaufbau.

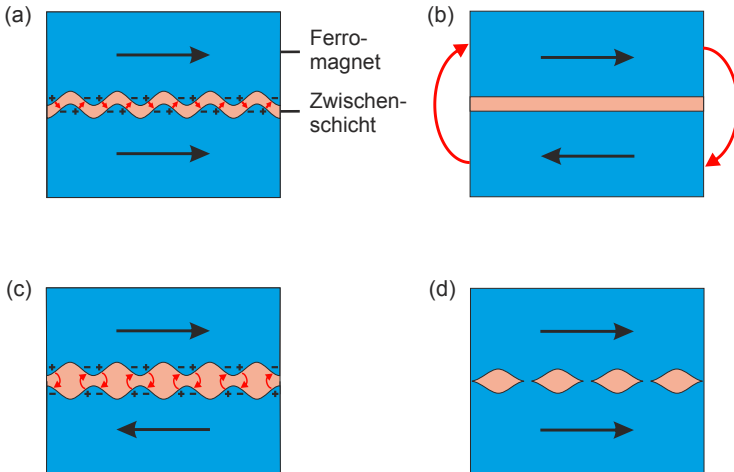


Abbildung 3.12: Unterschiedliche Möglichkeiten der extrinsischen Kopplung der Magnetisierung eines Dreischichtsystems: (a) Orange-Peel-Kopplung: Eine korrelierte Schichtrauigkeit führt bei stets konstanter Zwischenschichtdicke aufgrund von lokalen magnetischen Dipolen zu einer FM-Kopplung. (b) Magnetostatische Streufeldkopplung: Bei lateral kleinen Schichtstrukturen schließt sich der magnetische Fluss an den Rändern der Probe, reduziert somit die Streufeldenergie und führt zu einer AFM-Kopplung. (c) Eine regelmäßig unkorrelierte Schichtrauigkeit erzeugt, ebenso wie bei (a), lokale Dipole, deren Dipolfelder in diesem Fall zu einer AFM-Kopplung beitragen können. (d) Pinholes: Eine nicht vollständig geschlossene Zwischenschicht führt zu einer direkten Ankopplung beider ferromagnetischer Schichten, was die Ausbildung einer FM-Kopplung stark begünstigt.

Der Begriff *oszillatorisch* beschreibt die Tatsache, dass die relative Orientierung der beteiligten Schichtmagnetisierungen in Abhängigkeit von der Zwischenschichtdicke zwischen *antiparallel* und *parallel* oszilliert. Eine phänomenologische Beschreibung liefert der folgende Ausdruck für die Kopplungsenergie:

$$E_{ex} = -J_1 \cos\varphi - J_2 \cos^2\varphi. \quad (3.17)$$

Hierbei besteht die rechte Seite der Gleichung aus einem bilinearen und einem biquadratischen Term. Der Winkel φ beschreibt die relative Orientierung der beiden Schichtmagnetisierungen. Die Konstanten J_1 und J_2 sind die sogenannten bilinearen bzw. biquadratischen Kopplungskonstanten, welche die Stärke und den Typ der Kopplung bestimmen. Dominiert die Konstante J_1 , so kann man zwei Fälle unterscheiden: Gilt $J_1 < 0$, so wird E_{ex} in Gleichung 3.17 minimal für $\varphi = 180^\circ$, und es resultiert eine anti-ferromagnetische Kopplung. Ist hingegen $J_1 > 0$, wird die Energie für $\varphi = 0^\circ$ minimal und die beiden Schichtmagnetisierungen koppeln ferromagnetisch. Dominiert hingegen die Kopplungskonstante J_2 und besitzt ein negatives Vorzeichen, so ergibt sich für den Winkel φ ein Wert von 90° . Man spricht hierbei von einer sogenannten 90° -Kopplung [40]. In Abb. 3.13 ist das oszillatorische Kopplungsverhalten schematisch anhand einer Auftragung der Kopplungsstärke über der Zwischenschichtdicke dargestellt.

Der zugrundeliegende Kopplungsmechanismus beruht auf der Wechselwirkung der Spinnmomente über die Leitungselektronen der metallischen Zwischenschicht. Dieses Phänomen wird am besten durch das Modell der RKKY-Wechselwirkung⁷ beschrieben, wobei angenommen wird, dass die beiden ferromagnetischen Schichten durch ein freies Elektronengas voneinander getrennt sind [41].

Die Oszillationsperiode hängt hauptsächlich von der Fermi-Oberfläche des Zwischenschichtmaterials ab. Aber auch die Stärke der Kopplung ist davon abhängig, welches Material verwendet wird. Die Phase der Oszillation wird vor allem durch Schichtrauigkeiten

⁷Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida-Wechselwirkung

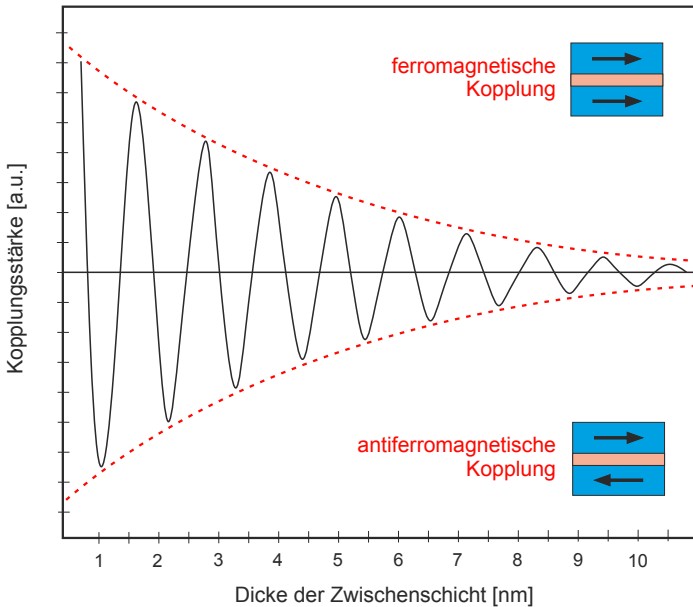


Abbildung 3.13: Das oszillatorische Verhalten der Zwischenschichtaustauschkopplung wird hier anhand einer schematischen Auftragung der Kopplungsstärke als Funktion der Zwischenschichtdicke veranschaulicht. Dieses Phänomen wird am besten durch das Modell der RKKY-Wechselwirkung beschrieben und nimmt ebenso wie diese mit größer werdendem Abstand bzw. anwachsender Zwischenschichtdicke ab. Um eine AFM-Kopplung realisieren zu können, müssen Zwischenschichtdicken gewählt werden, die denen des ersten oder zweiten AFM-Maximums entsprechen, sodass homogene Schichten mit einer Dicke von weniger als 2 nm präpariert werden müssen. In dieser Darstellung entspricht ein AFM-Maximum einem Minimum in der Kurve. Die Oszillationsperiode wird alleine durch die Fermi-Oberfläche des Zwischenschichtmaterials bestimmt (\rightarrow intrinsisch). Die Phase sowie die Amplitude ist hingegen von der Qualität der Grenzflächen des Schichtsystems abhängig (\rightarrow extrinsisch).

beeinflusst und kann erheblich von den theoretisch berechneten Werten abweichen [41].

2. Pinhole-Kopplung

Bei der sogenannten Pinhole-Kopplung handelt es sich um eine direkte Kopplung der beiden ferromagnetischen Schichten. Diese kann aufgrund von kleinen Löchern im Zwischenschichtmaterial zustande kommen, wobei es an vereinzelt Stellen zu einem direkten Kontakt der beiden Schichten kommt. Dies führt zu einer FM-Kopplung der Schichtmagnetisierungen [39], wie es in Abb. 3.12(d) skizziert ist.

Weisen die beteiligten Materialkombinationen ein schlechtes Benetzungsverhalten auf, ist also die attraktive Wechselwirkung der Atome eines Materials untereinander stärker als diejenige zwischen den verschiedenen Schichtmaterialien, so kann bei Zwischenschichtdicken von nur wenigen Nanometern eine nicht vollständig geschlossene Zwischenschicht auftreten (vergleiche *Vollmer-Werber-Wachstum*).

Insbesondere bei der Herstellung von Spintronik-Bauelementen ist die Pinhole-Kopplung ein unerwünschter Effekt.

3. Orange-Peel-Kopplung

Die Rauigkeit der Schichtgrenzflächen spielt eine nicht zu vernachlässigende Rolle bei magnetischen Kopplungsphänomenen. Trägt man das Zwischenschichtmaterial auf die erste ferromagnetische Schicht auf, welche eine gewisse Rauigkeit aufweist, so bildet sich das Oberflächenprofil in der zweiten magnetischen Schicht ab. Dies ist exemplarisch in Abb. 3.12(a) dargestellt. Hierbei besteht die Möglichkeit, dass lokale Oberflächenladungen auftreten, welche bei einer symmetrischen Abbildung zu einer FM-Kopplung der beiden Schichten führen. Wird jedoch ein antisymmetrisches Grenzflächenprofil in der oberen Schicht erzeugt, so wird eine AFM-Kopplung bevorzugt [39] (vgl. Abb. 3.12(c)).

Man spricht bei der Ursache der Orange-Peel-Kopplung auch von *korrelierter Oberflächenrauigkeit*. Die Kopplungsstärke klingt mit zunehmender Zwischenschichtdicke ab. Es wird deutlich, dass ein wesentliches Ziel bei der Probenherstellung die Minimierung der

Oberflächenrauigkeiten der einzelnen Schichten ist.

4. Magnetostatische Dipol-Kopplung über Streufelder

Das Bestreben, die Streufeldenergie zu minimieren, bestimmt nicht nur die Domänenstruktur innerhalb einer Einzelschicht. Bis zu einer bestimmten Dicke der Zwischenschicht kann hierdurch auch über diese hinweg die zweite ferromagnetische Schicht in ihrer Magnetisierung derart beeinflusst werden, dass eine AFM-Kopplung resultiert. Wie in Abb. 3.12(b) skizziert ist, wird somit der magnetische Fluss an den Rändern der Probe geschlossen.

Die Kopplung über das Streufeld ist relativ zu den anderen Kopplungsmechanismen umso stärker, je kleiner die Probenabmessungen sind. Bei nanostrukturierten Schichtsystemen kann davon ausgegangen werden, dass sie einen beachtlichen Einfluss auf die Schichtmagnetisierungen hat.

3.4 Magnetisierungsdynamik

Die im Kapitel 3.2.2 erläuterten Domänenkonfigurationen stellen ohne ein von außen wirkendes Magnetfeld Grundzustände der Magnetisierungsverteilung dar, die sich aufgrund der in Kapitel 3.2.1 aufgeführten Energiebeiträge ausbildet. Im Folgenden wird auf die zeitliche Magnetisierungsänderung infolge eines von außen angelegten Magnetfeldes näher eingegangen und auf semiklassischem Wege die *Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung* erläutert, welche diesen Sachverhalt gut beschreibt.

3.4.1 Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung

Wirkt auf ein magnetisches Dipolmoment $\boldsymbol{\mu}$ (hervorgerufen durch den Elektronenspin) ein äußeres Magnetfeld \boldsymbol{H}_{ext} , so erfährt $\boldsymbol{\mu}$ ein Drehmoment \boldsymbol{D} , welches senkrecht zu $\boldsymbol{\mu}$ und senkrecht zu \boldsymbol{H}_{ext} orientiert ist. Daraus resultiert eine Präzessionsbewegung des Spins um \boldsymbol{H}_{ext} , wobei hierfür phänomenologisch das sogenannte effektive Magnetfeld \boldsymbol{H}_{eff} eingesetzt wird. In Abb. 3.14(a) ist dies grafisch dargestellt.

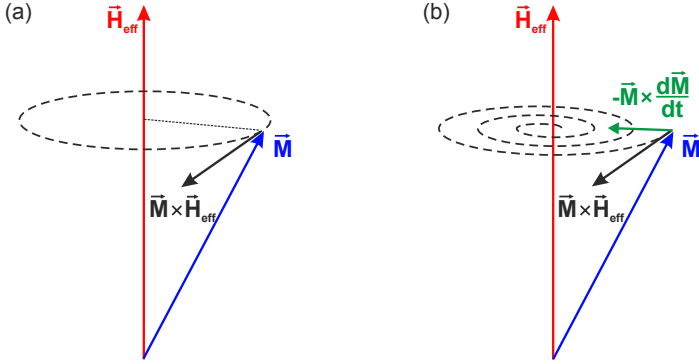


Abbildung 3.14: (a) Veranschaulichung des Zustandekommens der Präzessionsbewegung. (b) Der Dämpfungsterm $\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt}$ führt zu einer Abschwächung der Präzessionsbewegung und wurde von Landau und Lifshitz eingeführt bzw. später von Gilbert umformuliert [22, 42].

$$\mathbf{D} = \boldsymbol{\mu} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} \quad (3.18)$$

Das effektive Feld setzt sich zusammen aus

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \mathbf{H}_{\text{ext}} + \mathbf{H}_{\text{an}} + \mathbf{H}_{\text{exc}} + \mathbf{H}_d, \quad (3.19)$$

wobei die Summanden auf der rechten Seite der Gleichung für das von außen wirkende Feld, das Anisotropie-, das Austausch- sowie das Demagnetisierungsfeld stehen.

Aufgrund des Kreuzproduktes in Gleichung 3.18 ergibt sich jedoch nur dann eine Präzessionsbewegung des Spins, wenn dieser nicht parallel zu \mathbf{H}_{eff} orientiert ist. Nur dann weicht das magnetische Moment senkrecht zur Richtung des wirkenden Feldes aus.

Ohne eine dämpfende Wirkung hätte dies jedoch zur Folge, dass die Präzession stets andauern und sich das magnetische Dipolmoment niemals entlang des Feldes \mathbf{H}_{eff} ausrichten würde. Aus diesem Grund wurde von Landau und Lifshitz 1935 ein phänomenologischer Dämpfungsterm eingeführt, der eine Vektorkomponente in radialer Richtung

der Präzessionsachse enthält [22]. Dieser entspricht einem Drehmomententerm mit der materialabhängigen Dämpfungskonstante α_{LL} , welcher zum Ausdruck bringt, dass sich die Magnetisierung allmählich in Richtung von \mathbf{H}_{eff} ausrichtet:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} - \frac{\alpha_{LL}}{M_S} \mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}) \quad (3.20)$$

Gleichung 3.21 wird *Landau-Lifshitz-Gleichung* (LL-Gleichung) genannt. Hierbei wurde von dem magnetischen Moment $\boldsymbol{\mu}$ zur Magnetisierung \mathbf{M} übergegangen, wobei gilt:

$$\mathbf{M} = \frac{d\boldsymbol{\mu}}{dV} \quad (3.21)$$

Mit γ ist das gyromagnetische Verhältnis bezeichnet. Abb. 3.14(b) veranschaulicht die gedämpfte Präzessionsbewegung.

20 Jahre nach der ersten Formulierung der Landau-Lifshitz-Gleichung stellte Thomas L. Gilbert jedoch fest, dass der Dämpfungsterm für große Dämpfungen zu falschen Ergebnissen führte [42]. Betrachtet man beispielsweise eine homogen magnetisierte Kugel, so nimmt nach der LL-Gleichung die Ummagnetisierungszeit für zunehmende Dämpfung, sprich größer werdendes α_{LL} , ab. Da die magnetischen Momente sich auf Grund der größeren Dämpfung jedoch langsamer bewegen müssten und die Ummagnetisierungszeit zunehmen sollte, ist diese Beschreibung unphysikalisch. Aus diesem Grund schlug Gilbert für den dämpfenden Term einen gänzlich anderen Ansatz vor, der zwar mathematisch der LL-Gleichung sehr ähnlich ist, sich jedoch vom physikalischen Gesichtspunkt her grundsätzlich unterscheidet:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma' \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} - \frac{\alpha_{LLG}}{M_S} \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \quad (3.22)$$

Dieser Ausdruck ist die *Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung* (LLG-Gleichung), wobei α_{LLG} ebenfalls einen materialabhängigen Dämpfungsfaktor darstellt, welcher aber von demjenigen in Gleichung 3.21 verschieden ist.

3.4.2 Vortextkern-Dynamik

Das wissenschaftliche Interesse an der Untersuchung des dynamischen Verhaltens des Vortextkerns (VK) und das Umschalten seiner out-of-plane-Magnetisierung \mathbf{M}_z , also seiner Polarisierung, brachte in den vergangenen Jahren eine Vielzahl an Veröffentlichungen hervor, die weitreichende Erkenntnisse zu diesem komplexen Themengebiet liefern [7, 8, 9, 10, 11]. Im Folgenden soll nur ein kurzer Einblick in das grundsätzliche dynamische Verhalten einer magnetischen Vortex-Struktur gegeben werden, um die Ergebnisse, die in dieser Arbeit aufgeführt werden, interpretieren zu können.

Eine magnetische Vortex-Struktur kann durch verschiedene Methoden derart angeregt werden, dass ihr Kern aus seiner Gleichgewichts- bzw. Ruhelage ausgelenkt wird. Betrachten wir zunächst die Auswirkung aufgrund eines statischen äußeren in-plane-Magnetfelds \mathbf{H}_{ext} . Dies hat zur Folge, dass sich bei einer Landaustruktur die Domäne vergrößert, deren Magnetisierungsvektor parallel zum Feld orientiert ist. Umgekehrt verkleinert sich diejenige, deren Magnetisierung antiparallel zu \mathbf{H}_{ext} ausgerichtet ist. Es resultiert eine verzerrte Landaustruktur mit einer geringeren Symmetrie.

Eine analoge Betrachtungsweise ist auch für kreisförmige Strukturen anwendbar, nur dass in diesem Fall keine getrennt voneinander vorliegenden Domänen existieren. Beiden Strukturen gemeinsam ist, dass sich der VK, dessen Gleichgewichtslage ohne angelegtes externes Magnetfeld genau in der Mitte der Probe liegt, in Richtung Probenrand senkrecht zu \mathbf{H}_{ext} verschiebt [43]. Abb. 3.15 zeigt dies schematisch am Beispiel einer Landaustruktur.

Hierbei entstehen jedoch am Probenrand Oberflächenladungen, welche einen zusätzlichen Beitrag zur Streufeldenergie leisten. Das Bestreben, dies zu unterbinden, übt eine rücktreibende Kraft auf den VK aus, die ihn wieder in seine ursprüngliche Gleichgewichtslage versucht zurückzudrängen. Übersteigt der Betrag von \mathbf{H}_{ext} allerdings einen Schwellenwert, das sogenannte Annihilationsfeld, wird der VK so weit senkrecht zum angelegten Feld verschoben, dass er aus der Probenebene austritt und somit ein Eindomänenteilchen entsteht [24]. Dieser Vorgang ist reversibel, und nach Abschalten des externen Feldes kehrt die

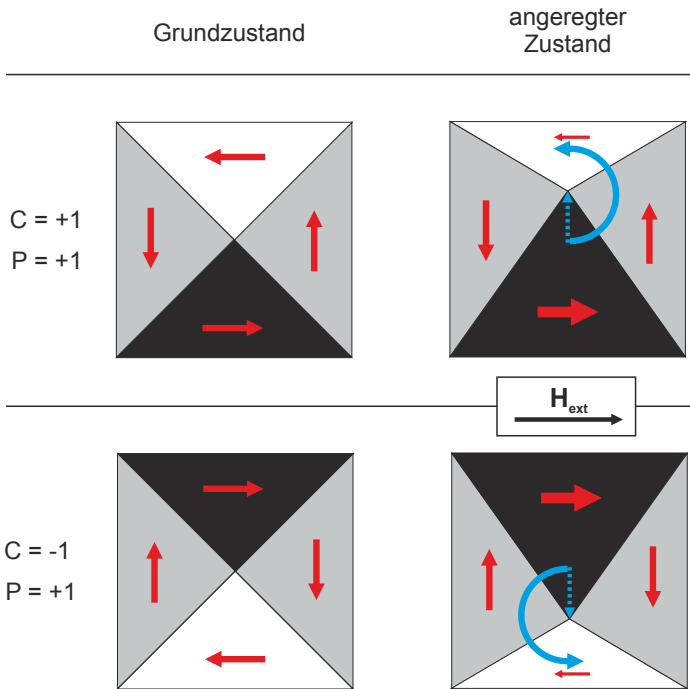


Abbildung 3.15: Wird an eine Landaustruktur ein statisches in-plane-Magnetfeld angelegt, so verzerrt sich diese derart, dass sich die Domäne mit \mathbf{M} parallel zu \mathbf{H}_{ext} vergrößert und diejenige mit \mathbf{M} antiparallel zu \mathbf{H}_{ext} verkleinert. Der Vortextkern wird somit aus seiner ursprünglichen Gleichgewichtslage ausgelenkt. Die gebogenen blauen Pfeile deuten die Trajektorie des VK an, entlang derer er sich zu seiner neuen Position hinbewegt. Hierbei wird der Tatsache Rechnung getragen, dass der VK eine spiralförmige Präzessionsbewegung um diese neue, verschobene Gleichgewichtslage ausführt: Ein VK mit $P = +1$ wird gegen und ein VK mit $P = -1$ im Uhrzeigersinn ausgelenkt. Da in dieser Darstellung die Polarisation in allen Fällen den Wert $+1$ besitzt, rotiert der VK stets gegen den Uhrzeigersinn.

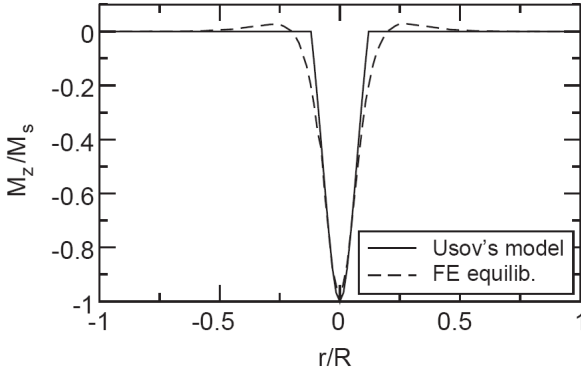


Abbildung 3.16: Profil der normierten Magnetisierung M_z eines sich in seiner Gleichgewichtslage befindenden Vortexkerns in einer Permalloy-Schicht als Funktion des Radius. Die durchgezogene Linie beschreibt die analytische Lösung des Rigid Vortex Model nach Usov [45]. Die gestrichelte Linie stammt aus einer FE-Simulation, und spiegelt den Halo wider, welcher sich konzentrisch nach außen hin an den VK anschließt [46]. Die Magnetisierung des Halos ist derjenigen des VK's entgegengesetzt orientiert.

Magnetisierung wieder in ihren ursprünglichen Vortex-Zustand zurück. Wird ein VK beispielsweise durch einen kurzen in-plane-Magnetfeldpuls aus seiner ursprünglichen Gleichgewichtslage ausgelenkt, so zwingt ihn die Gyrokraft (s.u.) auf eine Spiralbahn um das Zentrum seiner neuen Gleichgewichtsposition. Diese Präzessionsbewegung wird auch die *gyrotrope Mode* der VK-Bewegung genannt und besitzt im Falle von Einfachschichtsystemen eine Rotationsfrequenz im Sub-GHz-Bereich [44]. Diese gyrotrope Rotation klingt nach der Pulsanregung wieder ab, und der VK spiraliert frei gedämpft wieder zurück in seine Ausgangsposition.

Eine wichtige grundlegende Erkenntnis ist, dass der Drehsinn der gyrotropen VK-Mode lediglich von der VK-Polarisation abhängig ist. So rotiert ein Kern mit *positiver* Polarisation stets *gegen* und mit *negativer* Polarisation stets *im* Uhrzeigersinn. Es lässt sich also allein aufgrund der Kenntnis der Rotationsrichtung auf seine Polarisation schließen.

Diese gyrotrope Mode kann zum einen durch lineare (wie in dieser Arbeit) oder aber auch durch rotierende in-plane-Magnetfelder angeregt werden, wobei Magnetfeldpulse wie auch sinusförmige Wechselfelder in Frage kommen [11, 47, 48, 49]. Eine elegante Methode ist die Anregung mit sogenannten *Bursts*, welche eine Kombination aus beiden darstellen und sehr zielgerichtet eine vorher ermittelte Resonanzfrequenz der gyrotropen Mode ansprechen.

Betrachtet man die out-of-plane-Magnetisierung \mathbf{M}_z eines VK im Profil, welcher sich in seiner Ruhelage befindet, so ergeben numerische Simulationen, dass sich nach außen hin an den Kern ein ringförmiger Bereich anschließt. Die Magnetisierung dieses sogenannten *Halos* ist der Vortex-Polarisation entgegengesetzt orientiert und entsteht als Folge des Streufeldes, welches durch die senkrechte Magnetisierung \mathbf{M}_z des VK erzeugt wird [46]. In Abb. 3.16 ist schematisch \mathbf{M}_z als Funktion des Ortes am Beispiel von Permalloy dargestellt. Bei einem sich dynamisch bewegendem Vortex hingegen verzerrt sich das gesamte Profil der \mathbf{M}_z -Komponente. Zum einen verliert der VK seine rotationssymmetrische Gestalt, und zum anderen verformt sich der *Halo* zu einer Art *Dip* [50]. Dieser *Dip* ist, ebenso wie der *Halo*, der VK-Polarisation entgegen gerichtet, jedoch umgibt er ihn nicht mehr rotationssymmetrisch, sondern ist senkrecht zu seiner Bewegungsrichtung zum Probenzentrum hin verschoben.

Analytisch kann der Bewegungszustand eines VK mithilfe der *Thiele-Gleichung* ausgedrückt werden [51], welche eine Ableitung der LLG-Gleichung darstellt und zum ersten Mal von Huber auf die Vortexstruktur angewendet worden war [52]. Sie besitzt folgende Form:

$$\mathbf{F}_{stat} + \mathbf{G} \times \mathbf{V} + \underline{\underline{\mathbf{D}}} \cdot \mathbf{V} = \underline{\underline{\mathbf{M}}} \cdot \ddot{\mathbf{X}} \quad (3.23)$$

Sie ist aus den sogenannten *kollektiven Variablen* aufgebaut, wobei \mathbf{X} die Position des vollständig senkrecht magnetisierten VK darstellt. Mit $\mathbf{V} = d\mathbf{X}/dt$ ist die Geschwindigkeit des Vortex und mit $\underline{\underline{\mathbf{M}}}$ seine Masse gekennzeichnet, wobei letztere im Falle von Probenkantenlängen von nur wenigen Mikrometern vernachlässigbar ist. $\underline{\underline{\mathbf{D}}}$ ist die sogenannte Dissipationsdyade, welche die Dämpfung beschreibt. Die zentrale Größe ist der Gyrovektor \mathbf{G} . Er beschreibt das Magnetfeld, welches die senk-

rechte out-of-plane-Magnetisierung des VK aufgrund dessen Bewegung selbst induziert und stets mit diesem mitwandert. Das Vektorprodukt aus Gyrovektor \mathbf{G} und Vortex-Geschwindigkeit \mathbf{V} ergibt die sogenannte Gyrokraft \mathbf{F}_{gyro} :

$$\mathbf{F}_{gyro} = \mathbf{G} \times \mathbf{V}. \quad (3.24)$$

Man kann sie im weiteren Sinne mit der Lorentz-Kraft vergleichen, die auf eine bewegte Ladung in einem externen Magnetfeld wirkt. Die Gyrokraft zwingt den VK somit auf eine kreisförmige Bahn um seine Ruhelage. Sie beruht allerdings nicht, wie die Lorentz-Kraft, auf der Wechselwirkung mit einem äußeren Magnetfeld, sondern entspringt dem selbstinduzierten Feld der sich bewegenden VK-Magnetisierung \mathbf{M}_z .

Voraussetzung für die Gültigkeit von Gleichung 3.24 ist jedoch der idealisierte Fall, dass der Vortextern eine stationäre Dynamik zeigt, was bedeutet, dass der Vortex während seiner Bewegung seine Gestalt nicht ändert. Ferner wird davon ausgegangen, dass der Betrag der Magnetisierung stets konstant bleibt. Hierbei wird der Vortex als ein Quasiteilchen betrachtet, welches durch zwei verschiedene Ladungen charakterisiert werden kann: zum einen die Vortizität q und zum anderen die Polarisation p . Beide können den Wert +1 und -1 besitzen.

4 Experimentelles

Im folgenden Kapitel werden zu Beginn die Präparationsmethoden vorgestellt, die zur Herstellung der magnetischen Schichtsysteme verwendet wurden. Des Weiteren werden die Techniken aufgeführt und erläutert, welche zur Probencharakterisierung bzw. zur Qualitätskontrolle herangezogen wurden, und abschließend wird ein Einblick in die Grundlagen der Röntgenmikroskopie gegeben, mit deren Hilfe am Synchrotron SLS in Villigen (Schweiz) statische Aufnahmen der Schichtmagnetisierung und bei BESSY II in Berlin zeitaufgelöste Messungen der Vortexkernbewegung mit dem Röntgentransmissionsmikroskop (STXM) durchgeführt wurden.

4.1 Probenpräparation

Da die Probenpräparation einen wesentlichen Bestandteil der vorliegenden Arbeit darstellt und nur ein sorgfältiges Arbeiten gerade in diesem Bereich zu aussagekräftigen Resultaten führt, werden die Schritte zur Probenpräparation einzeln aufgeführt und erläutert. Diese reichen von der Auswahl des Substratmaterials über die photolithographische Herstellung der Stripline bis hin zur elektronenstrahlolithographischen Erzeugung der ferromagnetischen Strukturen. In Abb. 4.1 ist der schematische Aufbau des Dreischichtsystems Co/Cu/Py skizziert. Als Beschichtungsverfahren dienen für die Stripline die Molekularstrahlepitaxie, und das magnetische Schichtsystem wurde mittels DC-Sputtern aufgebracht. Zudem wurden die ersten Testmessungen an Proben durchgeführt, deren Strukturen mit Hilfe des Ionenstrahlätzens hergestellt worden sind. Für SQUID- und XRD-Messungen kamen unstrukturierte Proben zum Einsatz.

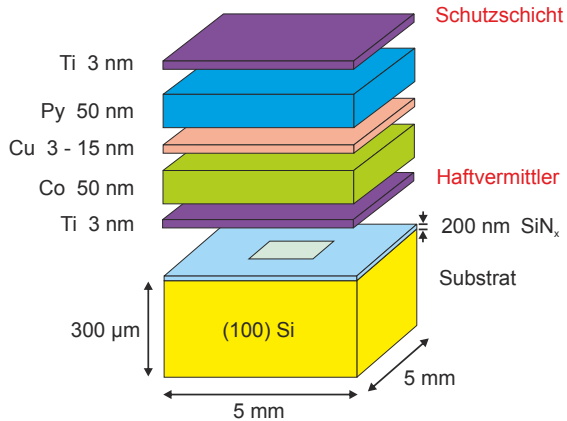


Abbildung 4.1: Skizzenhafte Darstellung des für die statischen sowie dynamischen Messungen am STXM hergestellten Dreischichtsystems Co/Cu/Py.

4.1.1 Verwendete Substratmaterialien

Für die verschiedenen Mess- bzw. Charakterisierungsmethoden wurden zum Teil unterschiedliche Substratmaterialien verwendet. Außer für die Messungen am SQUID kamen durchweg sogenannte Membransubstrate zum Einsatz.

Substrat für die dynamische Röntgentransmissionsmikroskopie

Da weiche Röntgenstrahlung im Energiebereich von $E = 500 - 800 \text{ eV}$ für die meisten Materialien nur eine Eindringtiefe von wenigen Mikrometern besitzt, muss für dynamische Messungen am Röntgentransmissionsmikroskop (STXM, engl.: *Scanning Transmission X-Ray Microscope*) die zu untersuchende magnetische Struktur auf eine nur wenige hundert Nanometer dünne Membran präpariert werden, um eine ausreichende Transmission zu gewährleisten.

Bei der Probenherstellung für die dynamischen Messungen am STXM kamen für diesen Zweck sogenannte Membransubstrate zum Einsatz,

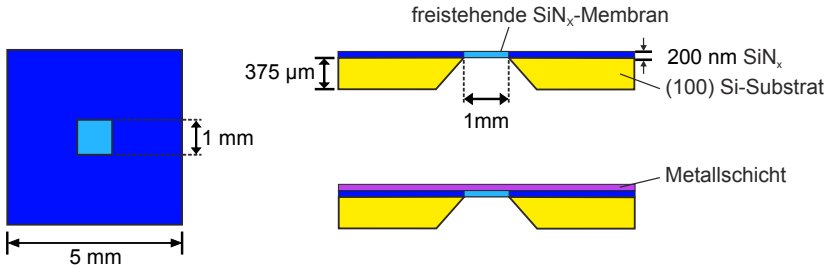


Abbildung 4.2: Skizze des für die Röntgentransmissionsmikroskopie am STXM verwendeten SiN_x -Membransubstrats mit einer Fenstergröße von $(1 \times 1) \text{ mm}^2$. Links: Draufsicht. Rechts: Querschnitt eines unbeschichteten (oben) sowie beschichteten (unten) Membransubstrats.

die kommerziell von der Firma *Silson Ltd.*¹ bezogen wurden. Hierbei handelt es sich um quadratische (100)Si-Wafer mit einer Kantenlänge von 5 mm und einer Dicke von $300 \mu\text{m}$. Diese besitzen auf ihrer Oberseite eine 200 nm dünne amorphe SiN_x -Schicht, die mittels eines LPCVD-Verfahrens aufgebracht wurde. Im Zentrum eines jeden quadratischen Wafers befindet sich eine Aussparung in Form eines $(1 \times 1) \text{ mm}^2$ großen Fensters, das über ein nasschemisches anisotropes Ätzverfahren mittels KOH hergestellt worden war. Da die Ätzwirkung des KOH selektiv das Silizium und nicht die amorphe SiN_x -Schicht angreift, bleibt diese im Bereich des Fensters bestehen, sodass eine freistehende, nur 200 nm dicke SiN_x -Membran resultiert (vgl. Abb. 4.2).

Diese dünne, amorphe SiN_x -Membran besitzt für weiche Röntgenstrahlung eine Transparenz von etwa 80% , ist chemisch und thermisch sehr stabil und bei achtsamer Präparationsweise mechanisch ausreichend belastbar. Zudem wurde darauf geachtet, dass die für unsere Belange verwendeten Membranen aus hochohmigem Siliziumnitrid gefertigt waren, um zum einen bei hochfrequenten Anregungen durch die Stripline die Leistungsverluste so gering wie möglich zu halten, und zum anderen einen Überschlag elektrischer Feldpulse von der Stripline zum Substrat zu vermeiden.

¹Silson Ltd, Unit 6, JBJ Business Park, Northampton Road, Blisworth, Northampton, NN7 3DW, England

Substrate für XRD-Messungen

Zwar wurden für die Röntgendiffraktometrie-Messungen eigens separate Schichtsysteme hergestellt, jedoch wurden zur genaueren Reproduzierbarkeit die gleichen, zuvor beschriebenen, Membran-Substrate verwendet. Aufgrund der langen Dauer einer XRD-Messung (Messzeit bis zu 50 Stunden) wurde der Röntgenstrahl nicht auf die Membran selbst, sondern auf einen benachbarten Probenbereich fokussiert, da sonst bei einem spontanen Bruch der Membran die Messung hätte wiederholt werden müssen.

Substrate für SQUID-Messungen

Zur Ermittlung der Hysterese-Kurven der Dreilagenschichtsysteme, wo für die SQUID-Magnetometrie Anwendung fand, kamen standardmäßige (100)Si-Wafer zum Einsatz. Sie besaßen eine quadratische Form mit einer Kantenlänge von 5 mm und eine Dicke von 500 μm . Auf ihrer Oberfläche war eine amorphe 50 nm dicke SiO_2 -Schicht aufgebracht.

4.1.2 Erzeugung der Nanostrukturen

Für die Erzeugung der Nanostrukturen kamen zum einen das Ionenstrahlätzen sowie die Elektronenstrahlolithographie zum Einsatz, welche im Folgenden näher erläutert werden.

Strukturierung mittels Ionenstrahlätzen

Das Ionenstrahlätzen ist ein direktes Strukturierungsverfahren und ermöglicht die Erzeugung 3-dimensionaler Strukturen ausgehend von einer geschlossenen Schicht des zu untersuchenden Materials. Hierbei findet mittels eines Rasterionenmikroskops (FIB, engl.: *Focused Ion Beam*) durch Impulsübertrag beschleunigter Gallium-Ionen auf die Probenoberfläche ein Materialabtrag statt, sodass Strukturen beliebiger Geometrien direkt in das Schichtmaterial geschrieben werden können. Dies ist in Abb. 4.3 schematisch dargestellt.

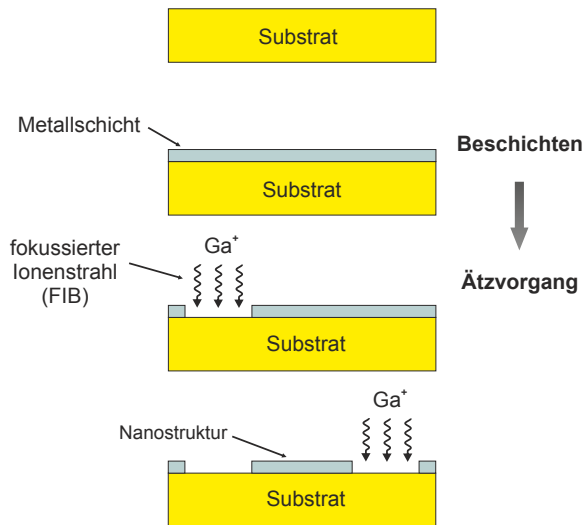


Abbildung 4.3: Übersichtsskizze: Schritte zur Erzeugung der Nanostrukturen mittels Ionenstrahlätzens.

Das für diese Arbeit verwendete Ionenmikroskop ist in ein *Dual-Beam*-Gerät der Firma *FEI (XT Nova Nanolab 2000)* integriert. Bei einem Dual-Beam-Mikroskop handelt es sich um eine Kombination aus einem Rasterelektronenmikroskop (SEM, engl.: *Scanning Electron Beam Microscope*) und einem Rasterionenmikroskop. Beide Systeme befinden sich in ein und derselben Vakuumkammer, in der während des Betriebs ein Kammerdruck von $p = 10^{-6}$ mbar herrscht (Hochvakuum). Die Erzeugung des Ionenstrahls geschieht mittels einer Flüssigmetallionenquelle (LMIS, engl.: *Liquid Metal Ion Source*), bei der ein feiner Wolframdraht in das aufgeschmolzene Metall eintaucht. Aufgrund des niedrigen Schmelzpunktes von $29,8^\circ\text{C}$ eignet sich Gallium besonders gut als Quellmaterial. An der Spitze des Drahts formt sich ein kleiner Ga-Tropfen, aus dem aufgrund von Feldemissionsprozessen kontinuierlich Ga-Atome austreten und zu einfach geladenen Ga^+ -Ionen ionisiert werden. Mittels einer angelegten Beschleunigungsspannung von einigen kV wird der so entstehende Ga^+ -Ionenstrahl über eine Strahloptik, die auf elektrostatischen Linsen basiert, fokussiert auf die Probenoberfläche gelenkt. Dieser wird durch eine ebenfalls elektrostatische Ablenkoptik gezielt über die Probenoberfläche geführt. Um Linsenfehler zu korrigieren, kommen neben Ablenkplatten Quadrupol- und Oktupolanordnungen zum Einsatz.

Das Zusammenspiel von Beschleunigungsspannung, Strahlstrom sowie der numerischen Apertur der elektrostatischen Linsen hat einen empfindlichen Einfluss auf die erzielbare Auflösung und somit auf die Exaktheit der zu erzeugenden Strukturen.

Strukturierung mittels Elektronenstrahlithographie

Bei der Elektronenstrahlithographie (EBL, engl.: *Electron-Beam Lithography*) handelt es sich, ebenso wie beim Ionenstrahlätzen, um ein direktes Strukturierungsverfahren. Hierbei wird zu Beginn unter Reinraumbedingungen eine Schicht aus einem photosensitiven Resist bzw. Lack aus PMMA (**P**oly**m**eth**y**l**m**eth**a**crylat) auf das Substrat bzw. die Membran mittels eines Spincoating-Prozesses aufgebracht (siehe Abb. 4.4). PMMA wird standardmäßig als Positiv-Resistmaterial in der Lithographie eingesetzt. Die Umdrehungszahl des Spincoaters, die Schleu-

derzeit sowie die Viskosität des verwendeten Lacksystems entscheiden über die resultierende Lackschichtdicke. Bei Positiv-Resists, die für den Lift-Off-Prozess verwendet werden, sollte die Resist-Dicke etwa dreimal so groß sein wie die letztendliche Dicke des Schichtsystems. Diese beträgt für das in dieser Arbeit untersuchte Co/Cu/Py-System ca. 100 nm. Der Photolack wird im Ofen bei einer Temperatur von 160 °C für 4 Minuten ausgeheizt, wobei durch Polymerisationsvorgänge die Lackschicht aushärtet.

Für das Erzielen eines unterschrittenen Lack-Profiles nach der Entwicklung wurde für diese Arbeit ein Zweilagigen-PMMA-Lacksystem (Firma *Allresist*) verwendet. Hierbei besitzt die untere Lackschicht, welche direkt mit dem Substrat in Kontakt steht, eine höhere Photosensitivität als das darüberliegende Resistmaterial. Das führt zu dem erwünschten Profil, wie es in Abb. 4.4 dargestellt ist.

Dieser ausgehärtete Positiv-Photoresist ist nun sensitiv auf hochenergetische Elektronen. Somit brechen an Stellen, die mittels eines fokussierten Elektronenstrahls belichtet werden, die Polymerketten auf (De-Polymerisation), sodass diese durch einen nachfolgenden Entwicklungsschritt in Lösung überführt werden können. Hierzu muss die kinetische Energie der auftreffenden Elektronen betragsmäßig größer sein als die Bindungsenergie der Elektronen im polymerisierten Photolack. Die erforderliche Strahlendosis während des Belichtungsprozesses ist sehr stark abhängig von der Photosensitivität des Lacks. Um Über- bzw. Unterbelichtungen des Resists zu vermeiden sowie die beste Auflösung zu erzielen, ist ein optimales Zusammenspiel zwischen der Beschleunigungsspannung, des Strahlstroms, der Punktgröße (*spot size*) des auf den Lack auftreffenden Primärstrahls und der Schreibgeschwindigkeit erforderlich.

Bei Negativ-Lacksystemen² findet im Gegensatz zu Positiv-Lacken an den belichteten Stellen durch die Einstrahlung mit hochenergetischen Teilchen eine Vernetzung des Lackmaterials statt, sodass nur die unbelichteten Lackstellen während der Entwicklung abgelöst werden.

Für die Entwicklung wurde eine Mischlösung aus MIBK (*Methylisobutylketon*) sowie IP (*Isopropanol*) mit einem Mischungsverhältnis von

²Negativ-Lacksysteme fanden in dieser Arbeit keine Anwendung.

1:3 verwendet. Das MIBK löst das belichtete Resistmaterial heraus, und das IP fungiert als Kontrastverstärker. IP wirkt hemmend auf den Entwicklungsprozess, was dazu führt, dass unbelichtete Stellen weniger stark angegriffen werden.

Der Belichtungsprozess selbst findet, ebenso wie das Ionenstrahlätzen, am oben beschriebenen Dual-Beam-Mikroskop statt, jedoch kommt in diesem Fall das darin integrierte Rasterelektronenmikroskop (SEM) zur Anwendung. Ein externes Steuerungssystem (Firma *Raith, ELPHY Plus*, Dortmund) ermöglicht das Einlesen des zuvor am Rechner erzeugten CAD-Datensatzes (GDSII-Standard), über den die Ablenkeinheit des Elektronenstrahls angesteuert wird. Zu berücksichtigen sind hierbei Effekte wie beispielsweise die Strahlaufweitung, sobald der Elektronenstrahl in die Lackschicht eindringt. Der Aufweitungswinkel ist proportional zur Beschleunigungsspannung der Elektronen. Zudem besteht die Gefahr, dass vom Substrat zurückgestreute Elektronen (Rückstreuelekttronen) eine rückwärtige Belichtung des Resists bewirken, was zu einer Verschlechterung der Auflösung führen kann.

Vergleicht man die direkten Strukturierungsverfahren untereinander, so ist die EBL die zur Zeit am weitesten entwickelte Technik und ermöglicht aufgrund der extrem kleinen Wellenlänge der Elektronen die Erzeugung von Nanostrukturen mit der derzeit höchsten Auflösung. Zu beachten ist dabei jedoch, dass auch das verwendete Lacksystem einen erheblichen Einfluss darauf hat, ob diese maximale Auflösung auch tatsächlich realisiert werden kann.

Strukturierung der Stripline mittels Photolithographie

Für die Strukturierung der Stripline wurde die Photolithographie verwendet. Hierbei wird, ebenso wie bei der Elektronenstrahlolithographie (EBL), zunächst ein Positiv-Lack aus PMMA auf die Substratoberfläche mittels Spincoating aufgeschleudert und anschließend ausgehärtet. Für den Belichtungsprozess kommt eine Photomaske zum Einsatz, welche aus einem mit Chrom beschichteten Glasplättchen besteht. Die zu erzeugende Struktur ist als Negativmuster schon in der Chromschicht vorhanden, sodass während der Belichtung mit einer Hg-Xe-Dampflampe die durchscheinenden Stellen der Maske dem Photolack das Muster einprägen.

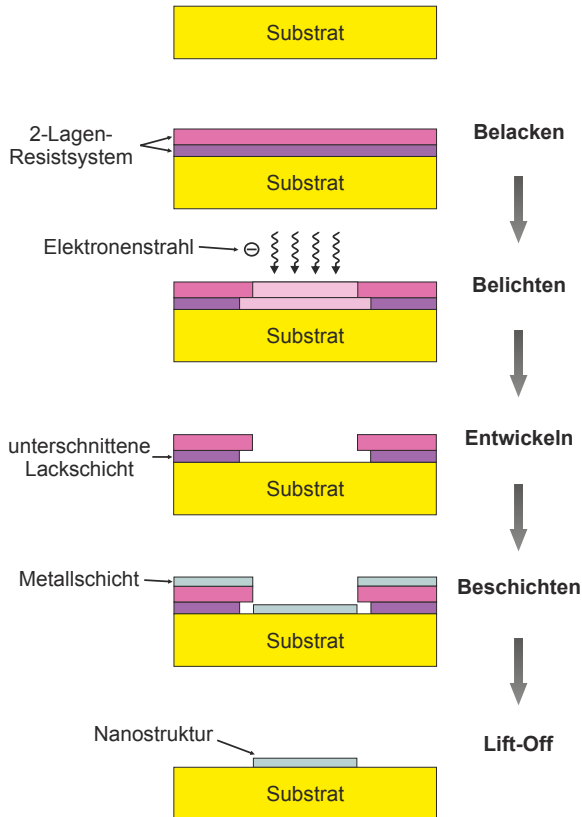


Abbildung 4.4: Übersichtsskizze: Schritte zur Erzeugung der Nanostrukturen. Der erste Schritt besteht im Belacken des Substrats mit einem Zweilagigen-PMMA-Lacksystem (Positivlack). Es folgt das Belichten mittels des Rasterelektronenmikroskops sowie das Entwickeln bzw. Herauslösen des belichteten Lackmaterials, sodass ein unterbrochenes Lack-Profil resultiert. Es schließt sich der Beschichtungs- sowie der Lift-Off-Prozess an. Schließlich erhält man die gewünschte ferromagnetische Nanostruktur.

Die Photomaske mit der Negativstruktur wird nicht direkt mit der belackten Substratoberfläche in Kontakt gebracht, sondern dieser lediglich bis auf einen sehr kleinen Abstand angenähert (Proximity-Lithographie). Ein direkter Kontakt zwischen Photomaske und Probe ist in unserem Fall zwingend zu vermeiden, da sonst die Gefahr der Zerstörung der dünnen SiN_x -Membran bestünde.

Ebenso wie bei der Elektronenstrahlolithographie werden beim anschließenden Entwicklungsschritt diejenigen Lackstellen herausgelöst, welche zuvor belichtet und somit depolymerisiert wurden. Die maximal erreichbare Auflösung ist bei diesem optischen Lithographieverfahren deutlich geringer als bei der EBL, sodass für Nanostrukturen mit Kantenlängen von $a < 1 \mu\text{m}$ dieses Strukturierungsverfahren nicht geeignet ist.

4.1.3 Schichtherstellung mittels Elektronenstrahlverdampfen

Das Material für die Cu-Stripline wurde in einer MBE-Anlage³ (engl.: *Molecular Beam Epitaxy*) mittels eines Elektronenstrahlverdampfers auf die vorstrukturierte, belackte Substratoberfläche aufgebracht. Dieser Beschichtungsprozess gehört zu den PVD-Verfahren (engl.: *Physical Vapour Deposition*) und wurde gewählt, um zum einen eine Schicht mit möglichst geringer Defektdichte zu erhalten, da sich jegliche Art von Gitterdefekten ungünstig auf den elektrischen Widerstand der Stripline auswirkt. Zum anderen resultiert hierdurch eine geringe Oberflächenrauigkeit, was für das spätere Aufbringen des Dreilagenschichtsystems von großer Bedeutung ist.

Beim Elektronenstrahlverdampfen wird in einer UHV-Wachstumschamber das Beschichtungsmaterial in einem wassergekühlten Tiegel durch einen Elektronenstrahl soweit erhitzt, bis es schmilzt und schließlich verdampft. Durch diese sogenannte Verdampferzelle wird ein ausreichend hoher Dampfdruck des Beschichtungsmaterials erzeugt, sodass es sich auf der Substratoberfläche niederschlägt. Um eine geradlinige und ungehinderte Ausbreitung der thermisch freigesetzten Atome zu gewährleisten, ist ein konstant gutes Ultrahochvakuum notwendig ($p < 10^{-8}$ mbar). Der

³Firma *DCA Instruments*, Finnland

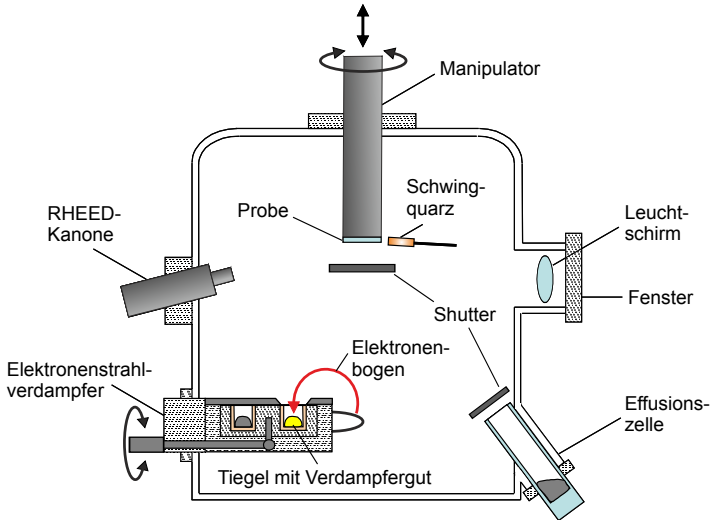


Abbildung 4.5: Schematischer Aufbau einer MBE-Anlage mit Elektronenstrahlverdampfer. Mittels des MBE-Prozesses wurden die für diese Arbeit verwendeten Cu-Striplines hergestellt.

Substrathalter selbst führt während der Beschichtung eine Rotationsbewegung durch, damit eine gleichmäßige Abscheiderate erzielt wird. Der Aufbau einer MBE-Anlage mit integriertem Elektronenstrahlverdampfer ist in Abb. 4.5 skizziert.

Wie bei fast allen PVD-Verfahren wird die Schichtdicke mittels eines direkt neben dem Substrat montierten Schwingquarzes detektiert. Dabei ändert sich dessen Resonanzfrequenz in Abhängigkeit von der auf ihm abgeschiedenen Materialmenge, sodass die Schichtdicke sehr genau eingestellt werden kann. Ein Mehrlochtiegel sowie eine Shutter-Vorrichtung ermöglichen es, zwei Materialien nacheinander zu verdampfen und somit neben Kupfer für die Stripline im selben Prozessgang eine Passivierungsschutzschicht aus Aluminium aufzubringen.

4.1.4 Schichtherstellung mittels RF-Ionensputtern

Für das Aufbringen des Dreilagenschichtsystems kam die Sputterdeposition (auch Kathodenzerstäuben genannt) zum Einsatz, wobei hier das sogenannte RF-Ionensputtern verwendet wurde. Bei der Sputterdeposition handelt es sich um ein auch für industriell gefertigte Produkte sehr weit verbreitetes PVD-Verfahren. Der Sputterprozess gewährleistet in der Regel eine geringe Schichtrauigkeit, eine hohe Materialdichte und Schichthomogenität sowie eine gute Haftung auf dem Substrat.

Grundlegendes Prinzip des Ionensputterns ist das Zerstäuben eines Targetmaterials durch ein Plasma, welches aus den geladenen Teilchen eines inerten Arbeits- bzw. Prozessgases (in der Regel Argon) besteht. Beim RF-Sputtern wird mittels einer Gasentladung durch das Einstrahlen von radiofrequenter Strahlung ($f = 13,56$ MHz) ein Ar-Plasma erzeugt. Die Ar^+ -Ionen werden aufgrund der anliegenden elektrischen Spannung von 1 kV zum Target hin beschleunigt, wobei sie ausreichend kinetische Energie aufnehmen, um dort Atome bzw. Cluster durch Impulsübertrag herauszulösen. Diese zumeist neutralen Teilchen schlagen sich auf dem Substratmaterial nieder und bauen somit allmählich die Schicht auf. Dieser Sachverhalt ist in Abb. 4.6 skizziert. Die Depositionsrates beträgt für die hier verwendete Anlage etwa 1 \AA/s . Die erzielte Schichtdicke selbst wird, ebenso wie bei dem zuvor beschriebenen MBE-Prozess, mittels eines Schwingquarzes detektiert, der sich direkt neben dem Substrathalter befindet.

Abb. 4.7 zeigt einen schematischen Aufbau einer RF-Sputteranlage, wie sie in unserer Abteilung verwendet worden ist. In der UHV-Kammer wird mittels einer Turbopumpe ein Basisdruck von 10^{-8} mbar erzeugt. Das zu zerstäubende Target dient als Kathode, welche planparallel zum Substrat angebracht ist. Das Targetmaterial ist auf einen drehbaren Würfel angebracht, welcher das serielle Abscheiden verschiedener Materialien gewährleistet, ohne die Anlage öffnen zu müssen: Für das Aufbringen einer neuen Schicht beispielsweise wird der Würfel rotiert, so dass das gewünschte neue Target parallel gegenüber dem Substrathalter positioniert ist.

Vor dem Einbau in die Sputteranlage wurden die Substrate mit Schraubchen und Klammern auf einen Probenhalter aus Tantal mon-

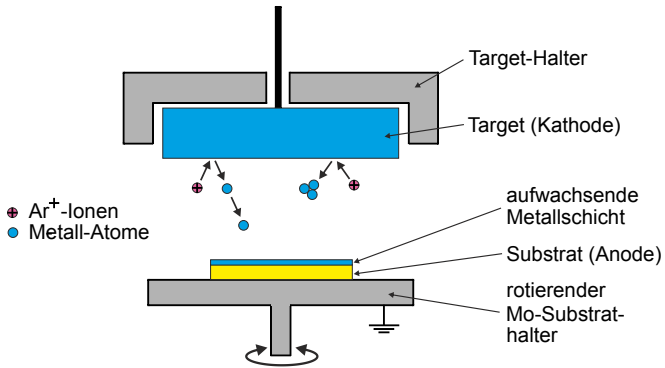


Abbildung 4.6: Schematische Darstellung des RF-Ionensputterprozesses.

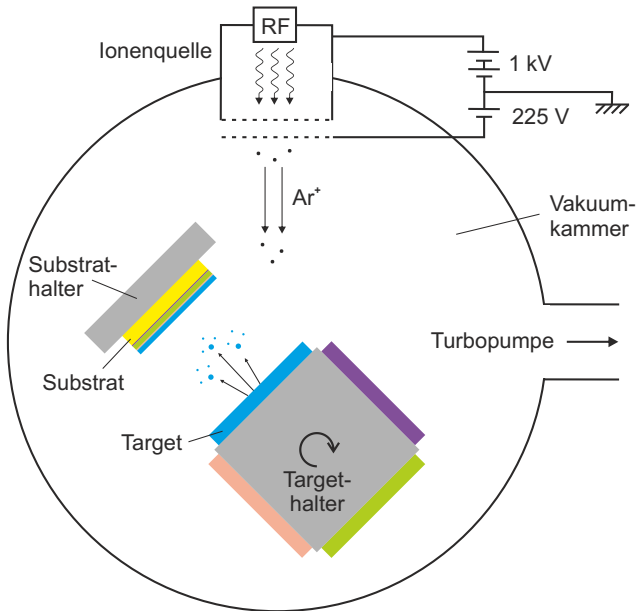


Abbildung 4.7: Schematischer Aufbau der für die Probenherstellung verwendeten RF-Sputteranlage.

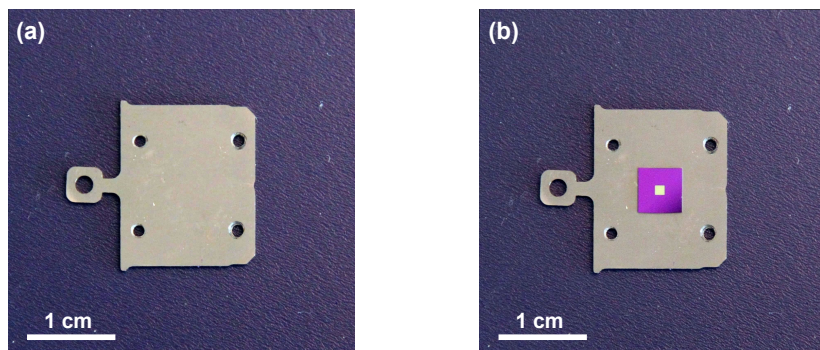


Abbildung 4.8: Ein für das RF-Ionensputtern verwendeter Ta-Probenhalter (a) ohne und (b) mit unbeschichtetem Membransubstrat. Die vier Gewindebohrungen dienen zum Fixieren des Substrats mit Schraubchen und Klammern (nicht abgebildet).

tiert. In Abb. 4.8 ist ein solcher ohne und mit dem noch unbeschichteten Membransubstrat zu sehen. Auf eine Substratreinigung mittels Prä-Sputtern vor dem eigentlichen Beschichtungsvorgang musste aufgrund der verwendeten Membransubstrate verzichtet werden, da die Gefahr einer Beschädigung der Membran während dieses Vorreinigungsschrittes zu groß war.

4.1.5 Lift-Off-Prozess

Der Beschichtung des belackten, belichteten und entwickelten Substrats schließt sich der Lift-Off-Prozess an. Hierbei werden die Proben in ein Lösemittelbad (hier: N-Methyl-2-Pyrrolidon und Aceton) gegeben, durch welches der nach der Entwicklung noch verbliebene und vernetzte Photolack vollständig entfernt wird. Da sich jedoch der zu lösende Resist nach dem Beschichtungsprozess nun unterhalb der Metallschicht befindet, ist das in Kapitel 4.1.2 angesprochene unterschrittene Lackprofil von entscheidender Bedeutung. Wie die Skizze in Abb. 4.4 andeutet, dringt genau an diesen Stellen das Lösemittel an die Lackschicht heran und löst mit dieser die sich darauf befindliche Metallschicht ab. Nach erfolg-

reichem Lift-Off-Prozess bleiben lediglich die quadratischen bzw. kreisförmigen Strukturen bestehen. Abb. 4.4 liefert eine grafische Übersicht über die einzelnen Prozessschritte Belacken, Belichten, Entwickeln und Lift-Off-Verfahren.

4.2 Probencharakterisierung

4.2.1 Bestimmung der Schichtstruktur mittels XRD

Die Röntgendiffraktometrie (XRD, engl.: *X-Ray-Diffractometry*) liefert Informationen über die kristallographischen Eigenschaften des Probenmaterials. Somit kann die Kristallstruktur, die Gitterkonstante, bei dünnen Schichten das Vorliegen einer bestimmten Textur sowie die Korngröße bestimmt werden. Bei der Röntgendiffraktometrie wird monochromatische Röntgenstrahlung (Cu-K $_{\alpha}$ -Strahlung) unter einem Einfallswinkel θ auf die Probenoberfläche gerichtet, wobei im Falle eines periodischen Kristallgitters unter bestimmten θ -Werten die an den Kristallebenen gebeugten Röntgenstrahlen konstruktiv miteinander interferieren.

Die Bragg-Bedingung für konstruktive Interferenz lautet

$$2d_{hkl} \cdot \sin(\theta_{hkl}) = \lambda \quad (4.1)$$

mit dem Netzebenenabstand d_{hkl} , dem Bragg- bzw. Glanzwinkel θ_{hkl} und der Wellenlänge λ der verwendeten Röntgenstrahlung. Für die verwendete Cu-K $_{\alpha}$ -Strahlung beträgt sie $\lambda = 0,154$ nm.

In Abb. 4.9 ist die Bragg-Brentano-Geometrie skizziert, wobei der von der Probe gebeugte Strahl mit dem verlängerten Primärstrahl einen Winkel von 2θ einschließt [53]. Aus dieser Anordnung resultiert die Bezeichnung $\theta - 2\theta$ -Messung. Für eine $\theta - 2\theta$ -Messung bewegt sich der Detektor auf dem Detektorkreis (DK) um die Probe mit dem Winkel 2θ , wohingegen die Position der Röntgenquelle fixiert bleibt. Die Probe selbst dreht sich um den Winkel θ . Ist die Bragg-Bedingung für eine bestimmte Netzebenenschar parallel zur Schichtoberfläche erfüllt, wird ein Intensitätsmaximum bei diesem Wert detektiert.

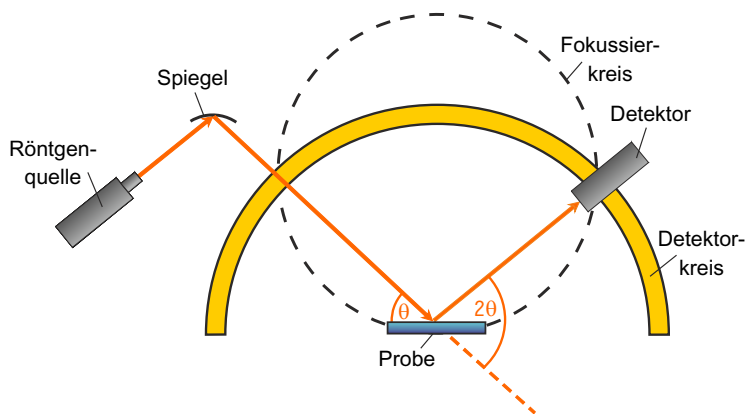


Abbildung 4.9: Bragg-Brentano-Geometrie zur Aufnahme von röntgen-diffraktometrischen $\theta - 2\theta$ -Messungen: Der von der Probe im Winkel θ gebeugte Strahl schließt mit dem verlängerten Primärstrahl einen Winkel von 2θ ein. Die Probe selbst rotiert (bei fixer Position der Röntgenquelle) um den Einfallswinkel θ , während sich der Detektor auf dem Detektorkreis (DK) mit der doppelten Winkelgeschwindigkeit um den Winkel 2θ dreht.

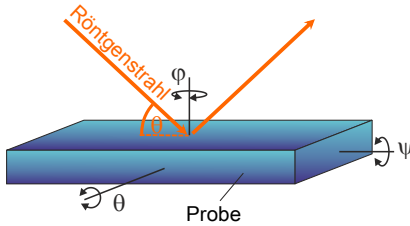


Abbildung 4.10: Zur Aufnahme von Polfiguren wird die Probe bei einem bestimmten Glanzwinkel θ zum einen um den Winkel ψ verkippt und bei diesem ψ -Wert um den Drehwinkel φ gedreht, wobei gilt: $0^\circ < \varphi < 360^\circ$.

Um nun zusätzlich eine vorhandene Schicht-Textur zu erkennen, sind sogenannte Polfigur-Messungen unter zwei weiteren Freiheitsgraden notwendig. Wie in Abb. 4.10 dargestellt, wird hierzu die Probe um den Winkel ψ senkrecht der Ebene verkippt, welche durch den ein- bzw. ausfallenden Röntgenstrahl aufgespannt wird. Nun wird unter jedem Kippwinkel ψ die Probe zusätzlich um den Drehwinkel φ gedreht, wobei $0^\circ < \varphi < 360^\circ$ gilt.

4.2.2 Messungen mit dem Rastersondenmikroskop

Das AFM (engl.: *Atomic Force Microscope*) sowie das MFM (engl.: *Magnetic Force Microscope*) gehören zu den Rastersondenmikroskopen. Bei einem Rastersondenmikroskop wird eine feine Spitze (Sonde) über die Probenoberfläche geführt (gerastert), wobei aufgrund der registrierten Wechselwirkung zwischen Spitze und Probenoberfläche ein Abbild der Oberfläche mit einer Auflösung von weniger als einem Nanometer realisiert werden kann [54]. Im Falle eines AFM bzw. MFM wird die Kraft, welche die Probe auf die Spitze ausübt, in Abhängigkeit der Spitzenposition registriert und somit ein topografisches Abbild (AFM) bzw. ein Abbild des magnetischen Streufeldes (MFM) erzeugt.

Bei einem Rastertunnelmikroskop (STM, engl.: *Scanning Tunneling Microscope*, wurde für diese Arbeit nicht verwendet) ist die primär zu detektierende Größe der sogenannte Tunnelstrom, der aufgrund einer herrschenden Potentialdifferenz zwischen Spitze und Oberfläche von einigen Millivolt fließt. Dieser Tunnelstrom ($I_{Tunnel} < 1\text{ nA}$) hängt exponentiell vom Abstand der Spitze zur Oberfläche ab, sodass man bei einem STM eine topografische Oberflächendarstellung mit einer

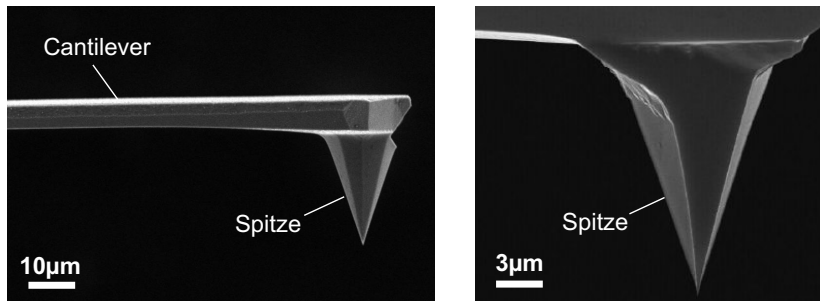


Abbildung 4.11: Elektronenmikroskopische Aufnahmen der Spitze (Sonde), welche sich an der Unterseite eines kleinen Federbalkens (Cantilever) befindet (aus [55, 56]). Cantilever und Spitze sind über einen Ätzprozess (Kalilauge, KOH) aus einkristallinem Silizium gefertigt. Der Spitzenradius beträgt weniger als 100 nm

Auflösung von einigen wenigen pm erzielen kann.

Aufbau und Funktionsweise eines AFM

Hauptbestandteil eines AFM ist die Sonde, also die feine Spitze, welche sich am Ende eines kleinen Federbalkens (*Cantilever*, Länge etwa 100 µm) an dessen Unterseite befindet. Abb. 4.11 zeigt zwei elektronenmikroskopische Aufnahmen einer solchen Spitze. Die horizontale sowie vertikale Scanbewegung des Cantilevers über die Probenoberfläche realisiert eine Piezo-Stelleinheit, auch Piezo-Scanner genannt. Als piezoelektrisches Material kommt zumeist PZT (Blei-Zirkon-Titanat) zum Einsatz.

Der Cantilever sowie die daran integrierte Spitze sind aus einem Si-Einkristall gefertigt, wobei die Spitze mittels Ätzen mit KOH (Kalilauge) hergestellt wird. Für die Formgebung der Spitze (pyramidenförmig) wird der anisotrope Ätzvorgang des Siliziumeinkristalls ausgenutzt, welcher Spitzenradien von $r_{Spitze} \leq 100$ nm erlaubt.

Statischer Messmodus Am anschaulichsten lässt sich die Funktionsweise eines AFM mit Hilfe des sogenannten statischen *Contact Mode*

beschreiben. Hierbei befindet sich die Spitze in direktem Kontakt zur Probenoberfläche und wird mit einer definierten Kraft (*constant force mode*) oder mit konstant gehaltener z-Position (*constant height mode*) über die Oberfläche geführt. Eine Laserdiode ist auf die Oberfläche des Cantilevers gerichtet, welche das Laserlicht auf eine Photodiode, bestehend aus vier Quadranten, reflektiert. Mittels diesem optischen Zeiger kann eine vertikale sowie laterale Verbiegung des Cantilevers detektiert werden. Durch rückgekoppeltes Nachregeln der z-Komponente durch den Piezo-Scanner wird beim *constant force mode* die auf die Probenoberfläche wirkende Kraft konstant gehalten. In beiden Messmodi erhält man ein topografisches Abbild der Probenoberfläche. In Abb. 4.12 ist der Messaufbau eines AFM schematisch dargestellt.

Nachteile dieser Methode sind jedoch eine starke Abnutzung der feinen Spitze sowie Haft- bzw. Rutscheffekte der Spitze bei direktem Oberflächenkontakt, was zu einer nicht optimalen Auflösung führt. Zudem können feine Oberflächenstrukturen oder sensible Membranen durch den direkten Kontakt beschädigt werden. Um dies zu vermeiden, kann der sogenannte *Dynamische Modus* gewählt werden.

Dynamischer Messmodus Im dynamischen *Non Contact Mode* wird die Spitze nicht mit der Probenoberfläche in Kontakt gebracht, sondern mittels eines Aktuators zu einer erzwungenen Schwingung angeregt [57]. Wichtige Kenngrößen sind hierbei die effektive Masse m^* des Cantilevers, seine Federkonstante k und die Eigenfrequenz des wechselwirkungsfreien Cantilevers ω_0 , welcher in guter Näherung als harmonischer Oszillator betrachtet werden kann. Für die Eigenfrequenz des Cantilevers gilt

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{k_0}{m^*}}. \quad (4.2)$$

Bei Annäherung der Spitze an die Probenoberfläche verändert sich das Schwingungsverhalten des Cantilevers aufgrund der Wechselwirkungskräfte zwischen Spitze und Probenoberfläche, was sich durch eine effektive Änderung der Federkonstante k_1 und somit auch der Schwingungsfrequenz ω_1 äußert:

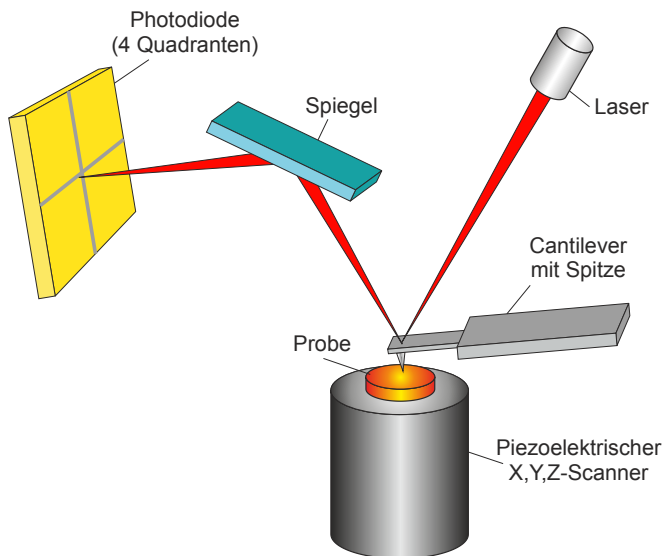


Abbildung 4.12: Skizzierter Messaufbau eines Rasterkraftmikroskops. Mittels des Laserstrahls werden kleinste Auslenkungen des Cantilevers detektiert, welche aufgrund von Wechselwirkungskräften zwischen der Sonde und der Probenoberfläche auftreten. Eine in vier Quadranten aufgeteilte Photodiode registriert nicht nur Normal-, sondern auch Lateralkräfte.

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{k_1}{m^*}} \quad (4.3)$$

Somit kann eine Frequenzverschiebung $\Delta\omega$ definiert werden, welche die Differenz aus der Eigenfrequenz des frei schwingenden Cantilevers ω_0 und derjenigen des in Wechselwirkung stehenden, ω_1 , beschreibt:

$$\Delta\omega = \omega_1 - \omega_0 \quad (4.4)$$

Als Wechselwirkungskräfte zwischen Probe und Spitze wirken vor allem die attraktiven Van-der-Waals-Kräfte. Bei MFM-Messungen spielen insbesondere die magnetostatischen Wechselwirkungen mit dem Streufeld eine Rolle und üben zusätzlich einen Einfluss auf das Schwingungsverhalten des Cantilevers aus.

Beim *FM-Modus* wird nun mittels der Piezo-Scanner die Spitze derart in ihrer z-Position verfahren, dass die Schwingungsfrequenz des Cantilevers stets konstant bleibt. Der *AF-Modus* regelt die z-Position für eine konstante Schwingungsamplitude. Somit resultiert, wie auch im statischen Messmodus, ein topografisches Oberflächenprofil der Probe.

Hauptvorteil des *Non Contact Mode* ist, dass hierbei nur ein geringer Verschleiß der Spitze und kein lokales Zerstören der Probenoberfläche auftritt. Unter UHV-Bedingungen ist eine atomare Auflösung möglich. Nachteilig wirkt sich die im Vergleich zum *Contact Mode* längere Scandauer sowie die Anfälligkeit auf äußere Einflüsse wie z.B. Gebäudeschwingungen und thermischen Drift aus.

Aufbau und Funktionsweise eines MFM

Das MFM unterscheidet sich in seinem prinzipiellen Aufbau nicht von einem AFM [58, 57]. Zur Detektion magnetischer Felder⁴ wird eine beschichtete Sonde bzw. Spitze verwendet. Als Grundlage dient eine AFM-Spitze, welche mit einer dünnen hartmagnetischen Schicht versehen ist. Beispiele für Beschichtungsmaterialien sind Legierungen wie CoCr, CoCrPt oder FeCoNi.

⁴Es können hiermit lediglich Streufelder gemessen werden.

Um topografische und magnetische Informationen unterscheiden zu können, wird zunächst ein Oberflächenprofil im dynamischen Messmodus erstellt und danach die selbe Stelle in einem größeren Spitzen-Abstand gescannt. Dieser neue Abstand wird ausreichend groß gewählt, sodass keinerlei Van-der-Waals-Wechselwirkungen mehr auf die Spitze einwirken können. Anhand der somit gewonnenen Daten ist eine Darstellung möglich, welche lediglich auf magnetischen Streufeldinformationen beruht.

Je stärker das magnetische Moment der Sonde ist, desto stärker tritt diese auch in Wechselwirkung mit dem magnetischen Streufeld des Probenmaterials und desto stärker fällt das Messsignal aus. Jedoch besteht bei magnetischen Strukturen im Mikrometerbereich die Gefahr, dass aufgrund der Wechselwirkung zwischen Sonde und Material eine unbeabsichtigte und unerwünschte lokale Ummagnetisierung stattfindet und man durch die Messung beispielsweise in die Schichtmagnetisierung eingreift. Bei der Auswahl des Sondenmaterials muss demnach ein Kompromiss zwischen maximalem Auflösungsvermögen und Unversehrtheit der Probenmagnetisierung gefunden werden.

4.2.3 SQUID-Magnetometrie

Ein SQUID (engl.: *Superconducting Quantum Interference Device*) ist ein hochempfindlicher Sensor, mit dem kleinste Änderungen des magnetischen Flusses Φ detektiert werden können. Mit einem solchen Gerät sind Flussdichten von bis zu 10^{-9} T messbar. Kernstück eines SQUID ist ein supraleitender Ring, der durch zwei Josephson-Kontakte unterbrochen ist⁵ (vgl. hierzu Abb. 4.13). Hierbei werden zwei grundlegende Effekte miteinander kombiniert, die in einem Supraleiter auftreten: eine *Quantisierung des magnetischen Flusses* Φ und der *Josephson-Effekt*.

Das in unserer Abteilung zur Verfügung stehende SQUID⁶ diente zur Ermittlung der Hysteresekurven an unstrukturierten Proben, da das gemessene magnetische Moment lediglich Informationen über die Summe aller Momente des gesamten Schichtvolumens liefert.

⁵Bei dem für diese Arbeit verwendeten DC-SQUID existieren zwei Josephson-Kontakte. Ein rf-SQUID besitzt hingegen nur einen Josephson-Kontakt.

⁶Firma *Quantum Design* (Modell *MPMS-7*)

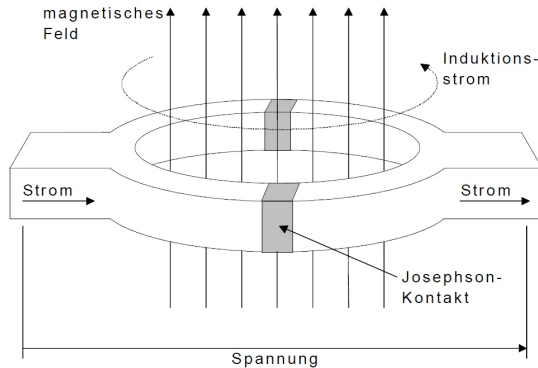


Abbildung 4.13: Kernstück eines SQUID ist ein supraleitender Ring, der durch zwei Josephson-Kontakte unterbrochen ist. Durch diesen Ring tritt der vom Probenmaterial herrührende magnetische Fluss Φ und induziert einen Suprastrom I_0 (aus [59]).

Aufbau eines SQUID

Ein SQUID besteht prinzipiell aus drei Hauptbestandteilen. Eine supraleitende Aufnahmespule (engl.: *Pickup Coil*) bestehend aus Niob⁷ registriert induktiv die Flussänderung, welche aufgrund des sich durch diese Spule hindurchbewegenden Probenmaterials resultiert. Diese Detektoreinheit besitzt den Aufbau eines Gradiometers 2. Ordnung. Die Enden dieser Pickup Coil sind mit dem eigentlichen SQUID gekoppelt, dem ebenfalls supraleitenden Ring, der durch zwei Josephson-Kontakte in zwei Ringsegmente unterteilt ist. Den dritten Hauptbestandteil stellen die Magnetfeldspulen dar, womit Magnetfelder von bis zu 7 T erzeugt werden können. Abb. 4.14 zeigt den schematischen Aufbau eines SQUID-Magnetometers.

All diese Hauptbestandteile sind aus supraleitendem Material gefertigt, sodass sie stets mittels flüssigem Helium unter die kritische Temperatur gekühlt werden müssen. Diese sind von der Umgebung thermisch gut isoliert, sodass die Temperatur im Probenraum zwischen 2 K und 350 K

⁷Niob besitzt eine kritische Temperatur von $T_C = 9,2$ K.

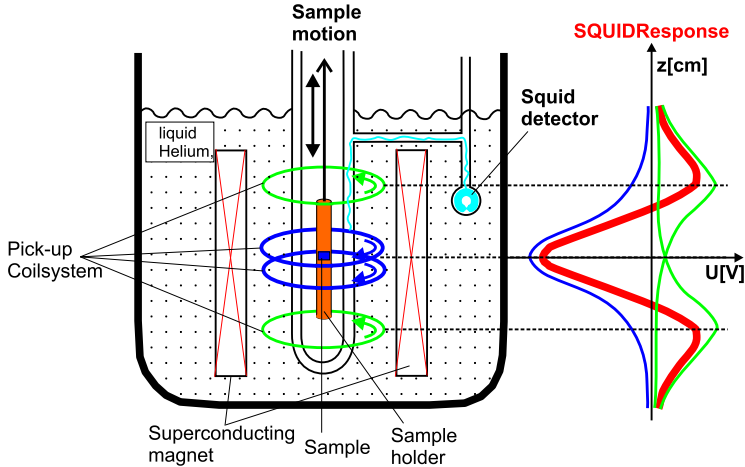


Abbildung 4.14: Aufbau eines SQUID-Magnetometers mit seinen drei Hauptbestandteilen: Aufnahmespule, SQUID-Detektor und Magnetfeldspulen (aus [60]).

variiert werden kann.

Während einer Messung wird die Probe von einem Schrittmotor periodisch durch die Aufnahmespule hindurchbewegt, welche die Flussänderung induktiv registriert und an den SQUID-Sensor weiterleitet

Flussquantisierung Eine wesentliche Eigenschaft supraleitender Materialien ist die Tatsache, dass der magnetische Fluss Φ in einem geschlossenen supraleitenden Ring quantisiert ist. Wird beispielsweise durch einen Induktionsvorgang ein Dauerstrom im Ring angeworfen, so klingt dieser Suprastrom nicht ab, solange $T < T_C$ ist. Die Flussquantisierung hat nun jedoch zur Folge, dass ein geschlossener Suprastromkreis nur magnetische Flüsse umschließen kann, welche sich als ein ganzzahliges Vielfaches eines Flussquants Φ_0 darstellen lassen. Da der Suprastrom von Cooper-Paaren mit der Ladung $2e$ getragen wird, ergibt sich für ein Flussquant Φ_0 der Wert von

$$\Phi_0 = \frac{h}{2e} = 2,07 \cdot 10^{-15} \text{ Vs.} \quad (4.5)$$

Somit ist der Gesamtfluss, der durch eine geschlossene supraleitende Schleife hindurchtritt, gegeben durch

$$\Phi = n \cdot \frac{h}{2e} = n \cdot \Phi_0, \quad (4.6)$$

mit $n = 1, 2, 3, \dots$

Josephson-Effekt Betrachtet man zwei supraleitende Materialien, welche durch eine dünne Isolationsschicht elektrisch voneinander getrennt sind, so besteht aufgrund des Tunneleffekts dennoch die Möglichkeit, dass Cooper-Paare diese Isolationsschicht durchtunneln können. Dieser quantenmechanische Effekt kommt dadurch zustande, da die Wellenfunktionen der Cooper-Paare von beiden Seiten der Trennschicht her in diese eindringen und bei einer Dicke von nur wenigen Nanometern diese sogar durchdringen können. Es liegt somit eine schwache Kopplung der beiden Supraleiter vor, was auch als *weak link* bezeichnet wird. Eine solche Anordnung nennt man *Josephson-Kontakt*.

Messprinzip eines SQUID

Durch den Josephson-Kontakt kann nun ein Tunnelstrom, bestehend aus Cooper-Paaren, bis zu einer kritischen Stromstärke I_C verlustfrei fließen. Wird die Stromstärke durch den Ring jedoch über I_C hinaus erhöht, so fällt am Josephson-Kontakt eine Spannung ab und es resultiert ein hochfrequenter, nicht harmonischer Wechselstrom, dessen Frequenz zur Spannung proportional ist. Aufgrund der hohen Frequenz ist für das SQUID-Signal nur der Mittelwert dieses Wechselstroms von Bedeutung.

Im Messbetrieb wird nun in den supraleitenden SQUID-Ring ein Gleichstrom eingespeist, der sogenannte Biasstrom I_B . Tritt nun ein äußerer magnetischer Fluss Φ durch den Ring, so werden in diesem Abschirmströme I_{circ} angeworfen, welche dem äußeren Fluss entgegenwirken. Da nun jedoch der Ring nur ganzzahlige Vielfache eines

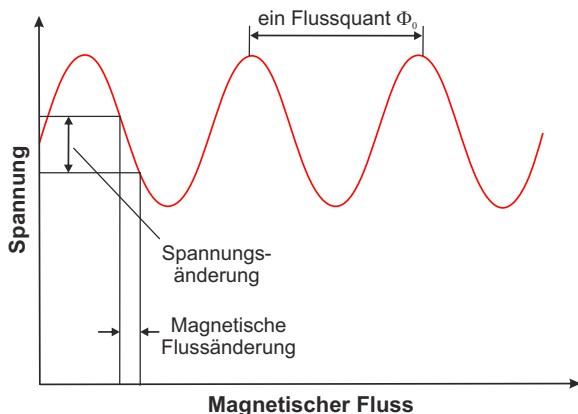


Abbildung 4.15: Das eigentliche Messsignal eines SQUID ist der Spannungsabfall an den Josephson-Kontakten, welcher sich mit dem vom Probenmaterial stammenden magnetischen Fluss Φ periodisch ändert. Hier ist die Modulation des spannungslosen Suprastroms schematisch skizziert (nach [59]).

Flussquants Φ_0 umschließen kann, nimmt der Abschirmstrom I_{circ} ebenfalls nur Beträge an, die genau ein ganzzahliges Vielfaches eines Flussquants kompensieren.

Das eigentliche Messsignal ist der Spannungsabfall an den Josephson-Kontakten, welcher sich mit dem magnetischen Fluss periodisch ändert. Dies ist in Abb. 4.15 grafisch dargestellt. Diese periodische Kennlinie des SQUID führt jedoch dazu, dass ein SQUID lediglich relative magnetische Flussänderungen, mit einer Auflösung kleiner als ein Flussquant Φ_0 , registrieren kann. Eine Normierung ist deshalb zwingend erforderlich.

4.3 Grundlagen der Röntgenmikroskopie

4.3.1 Absorption von Röntgenstrahlung durch Materie

Durchstrahlt man eine Probe der Dicke d mit monochromatischem Röntgenlicht, so tritt eine Wechselwirkung zwischen den Röntgenphotonen und den Elektronen des Probenmaterials auf. Die Auswirkung auf die transmittierte Intensität I kann mit Hilfe des *Lambert-Beerschen Gesetzes* beschrieben werden:

$$I = I_0 \cdot e^{-\mu(E)d} \quad (4.7)$$

Dieses beschreibt die Abschwächung der Primärintensität I_0 der elektromagnetischen Strahlung der Energie E , was zum einen durch Reflexion als auch durch Absorption durch die Materie verursacht wird. Zum Ausdruck kommt dies durch den Abschwächungskoeffizienten $\mu(E)$. Im Falle von weicher Röntgenstrahlung, wie sie für diese Arbeit verwendet wird, überwiegt der Prozess der Absorption, sodass $\mu(E)$ annähernd gleich dem Absorptionskoeffizienten ist.

In ferromagnetischen Materialien tritt bei Bestrahlung mit zirkular polarisierter Röntgenstrahlung neben der gewöhnlichen Absorption ein Absorptionseffekt aufgrund der Magnetisierung M des Materials auf, sodass ein effektiver Absorptionskoeffizient μ_{eff} , bestehend aus zwei Anteilen, resultiert:

$$\mu_{eff} = \mu_{photo} + \mu_{\pm} \quad (4.8)$$

Mit μ_{photo} wird der Anteil der gewöhnlichen Absorption (überwiegend verursacht durch den Photoeffekt) bezeichnet. μ_{\pm} beinhaltet die Absorption aufgrund der Magnetisierung des ferromagnetischen Materials. Die Kennzeichnung \pm steht für die rechts- bzw. linkszirkuläre Polarisation der verwendeten Röntgenstrahlung.

4.3.2 Magnetischer Röntgenzirkulardichroismus, XMCD-Effekt

Der XMCD-Effekt (engl.: *X-ray Magnetic Circular Dichroism*) beschreibt die magnetisierungsabhängige Absorption eines ferromagnetischen Materials von zirkular polarisierter Röntgenstrahlung. Somit ist es einerseits möglich, Absorptionsspektren aufzunehmen und daraus unter Zuhilfenahme der sogenannten *Summenregeln* quantitative Aussagen über die separaten Anteile von Spin- und Bahnmomenten des untersuchten Materials zu treffen [61]. Aber auch magnetische Domänenstrukturen können hierüber materialspezifisch und mit hoher Ortsauflösung röntgenmikroskopisch abgebildet werden. Die Elementselektivität ermöglicht die spektroskopische sowie die mikroskopische Untersuchung magnetischer Schichtsysteme.

Der XMCD-Effekt wurde erstmals 1975 von Erskine und Stern an Nickel vorhergesagt [62] und konnte experimentell 1987 von Schütz et al. an der K-Kante von Eisen nachgewiesen werden [63]. Das Wort *Dichroismus* kommt aus dem Griechischen und bedeutet *Zweifarbigkeit*. Tritt nun bei entgegengesetzten Magnetisierungsrichtungen eine Änderung im Absorptionsspektrum durch die Verwendung von zirkular polarisierter Röntgenstrahlung auf, so spricht man vom *Magnetischen Röntgenzirkular-Dichroismus*.

Das 2-Stufen-Modell

Das grundlegende Prinzip des XMCD-Effekts lässt sich für die *3d*-Übergangsmetalle (Fe, Ni, Co) am anschaulichsten anhand eines 2-stufigen Modells erläutern und ist in Abb. 4.16 illustriert [64, 65].

Die erste Stufe besteht in der Anregung von kernnahen *2p*-Elektronen des ferromagnetischen Materials in unbesetzte Zustände des *3d*-Valenzbandes oberhalb der Fermi-Energie E_F mittels zirkular polarisierter Röntgenstrahlung. Entscheidend bei diesem ersten Schritt ist die Tatsache, dass aufgrund der Spin-Bahn-Kopplung die Entartung der *2p*-Orbitale aufgehoben ist, sodass das *p*-Niveau in ein $2p_{1/2}$ - und ein $2p_{3/2}$ -Niveau aufspaltet. Nun findet ein Drehimpulsübertrag der zirkular polarisierten Röntgenstrahlung auf die *2p*-Photoelektronen statt,

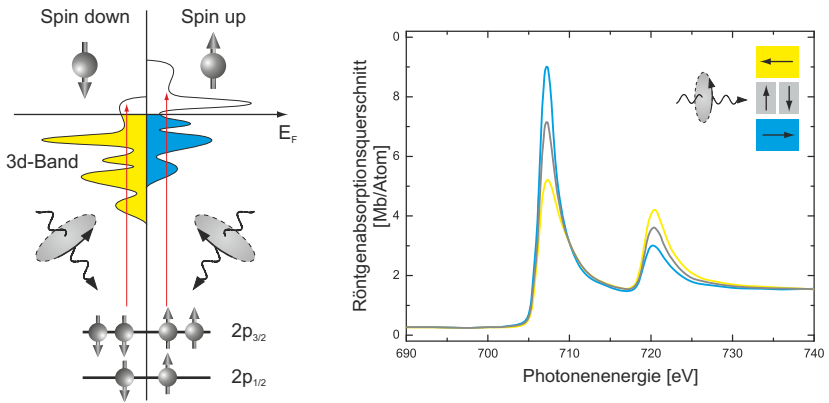


Abbildung 4.16: Schematische Illustration des XMCD-Effekts von Eisen an der L-Absorptionskante. Links: Darstellung des 2-stufigen Absorptionsprozesses anhand des Bänderschemas. Rechts: Experimentelle Daten bei Verwendung rechtszirkularer Röntgenstrahlung [66]. Angedeutet ist ebenfalls, dass lediglich die Magnetisierungskomponente parallel bzw. antiparallel zum Polarisationsfaktor \mathbf{P} (entspricht der Strahlrichtung) relevant ist.

wobei rechtszirkular polarisierte Photonen ihren Impuls auf Spin-up-Elektronen und linkszirkular polarisierte Photonen auf Spin-down-Elektronen übertragen. Somit resultiert eine spinpolarisierte Anregung. Dieser Vorgang ist materialunspezifisch und nicht auf magnetische Materialien beschränkt.

Die zweite Stufe des Absorptionsprozesses beinhaltet den Einbau der spinpolarisierten Photoelektronen in das $3d$ -Niveau. Hierbei ist von grundlegender Bedeutung, dass das $3d$ -Band eines Ferromagneten aufgrund der Austauschwechselwirkung in die beiden Teilbänder mit Spin-up (\uparrow) und Spin-down (\downarrow) aufgespalten ist, welche energetisch gegeneinander verschoben sind. Hieraus folgt eine unterschiedliche Zustandsdichte für die beiden Teilbänder oberhalb der Fermi-Energie E_F und somit eine höhere Übergangswahrscheinlichkeit für eine Spinsorte. Aus diesem Grund ist der Beitrag, den der XMCD-Effekt bei ferromagnetischen Materialien zur Absorption beiträgt, ein direktes Maß für die Probenmagnetisierung.

Für Elektronenübergänge, die durch die Wechselwirkung mit Röntgenstrahlen induziert werden, gelten die folgenden Dipolauswahlregeln:

$$\begin{aligned} \Delta l &= \pm 1 \\ \Delta m_l &= 0 \quad (\text{für lineare Polarisation}) \\ \Delta m_l &= \pm 1 \quad (\text{für zirkulare Polarisation}) \\ \Delta m_s &= 0 \end{aligned}$$

Hieraus folgt, dass zwar ein Übertrag des Bahndrehimpulses ($\Delta l = \pm 1$), aber keine Änderung des Spins erfolgt ($\Delta m_s = 0$). Der Absorptionsprozess aufgrund des XMCD-Effekts ist also spinpolarisiert und funktioniert wie eine Art Sensor für die Spinpolarisation der unbesetzten $3d$ -Zustände des Ferromagneten. Wie schon in Kap. 3.1.2 erläutert wurde, wird bei den Übergangsmetallen der Ferromagnetismus hauptsächlich von den $3d$ -Elektronen getragen.

Die Elementselektivität kann dahingehend ausgenutzt werden, dass die Energie der verwendeten monochromatischen Röntgenstrahlung spezifisch auf einen bestimmten spektroskopischen Übergang eines gewünschten Elements eingestellt werden kann.

Mit L_2 wird die Absorptionskante bezeichnet, welche durch den Übergang $2p_{1/2} \rightarrow 3d$ resultiert. Analog hierzu beschreibt L_3 die Absorp-

tionskante des Übergangs von $2p_{3/2} \rightarrow 3d$. Aufgrund des stärkeren XMCD-Signals an der L_3 -Kante wurden bei allen Messungen für diese Arbeit die Strahlenergie auf diesen Übergang eingestellt.

In Abb. 4.17 sind die XMCD-Absorptionsspektren der drei wichtigsten ferromagnetischen Übergangselemente, nämlich Eisen, Kobalt und Nickel, aufgeführt.

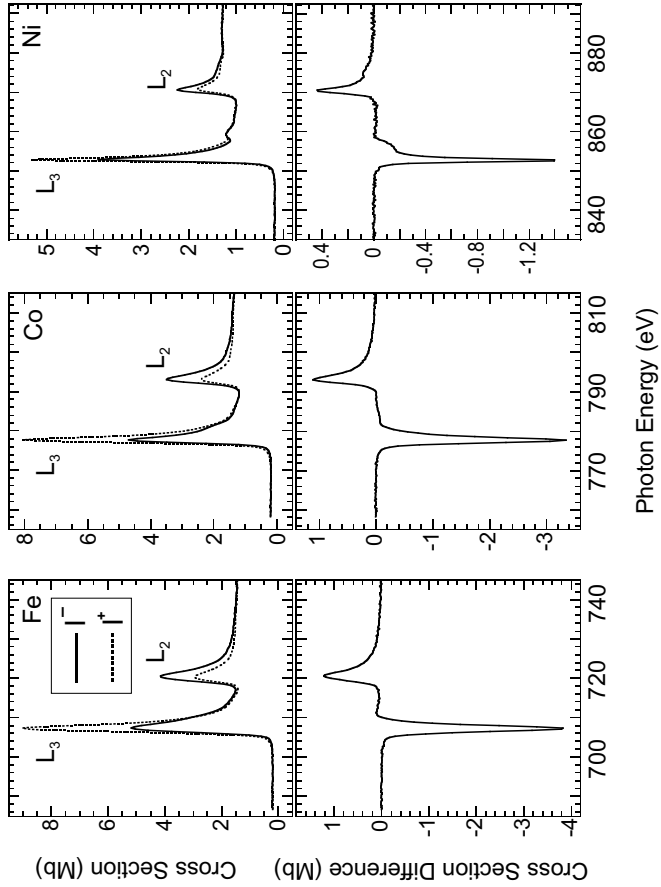


Abbildung 4.17: XMCD-Absorptionsspektren von Eisen, Kobalt und Nickel (oben) und deren Differenz (unten), entnommen aus [67].

Kontrastentstehung bei der Röntgentransmissionsmikroskopie

Aufgrund der spin-selektiven Anregung mittels zirkular polarisierter Röntgenstrahlung spielt es keine Rolle, ob man die Zirkulationsrichtung von rechts nach links oder die Magnetisierung der Probe von der einen in die entgegengesetzte Richtung dreht. Entscheidend für das Auftreten des XMCD-Kontrastes ist lediglich die relative Orientierung zwischen der Magnetisierung und der Strahlrichtung. Somit ergibt sich der folgende Zusammenhang:

$$\Delta\mu = \mu_+ - \mu_- \sim \mathbf{P} \cdot \mathbf{M} \sim \cos(\theta) \quad (4.9)$$

Mit \mathbf{P} ist der Polarisationsfaktor der einfallenden Röntgenstrahlung bezeichnet, dessen Richtung der Strahlrichtung und dessen Betrag dem Polarisationsgrad entspricht. \mathbf{M} ist die Magnetisierung der Probe und θ der Winkel zwischen \mathbf{P} und \mathbf{M} . Der XMCD-Effekt ist demnach maximal, wenn der einfallende Strahl und die Magnetisierung parallel orientiert sind.

Der XMCD-Effekt macht sich besonders bei einem hohen Polarisationsgrad und einer hohen Intensität der Röntgenstrahlung bemerkbar. Aus diesem Grund kommen für entsprechende Messungen vor allem die Elektronensynchrotrons der 3. Generation als Strahlungsquellen zum Einsatz.

Um den XMCD-Effekt für die Röntgentransmissionsmikroskopie (STXM, engl.: *Scanning Transmission X-ray Microscopy*) auszunutzen, wird das ferromagnetische Material mit monochromatischer zirkular-polarisierter Röntgenstrahlung durchstrahlt. Der Winkel θ entscheidet hierbei über das Ausmaß der Absorption, sodass bei der Untersuchung dünner Schichten die out-of-plane-Komponente der Magnetisierung bei senkrechtem Strahleinfall erfasst wird. Um die in-plane-Magnetisierung untersuchen zu können, wird die Probe um 30° gegen den einfallenden Strahl verkippt. Abb. 4.18 zeigt schematisch die Entstehung des schwarz-weiß-Kontrastes einer Landastruktur.

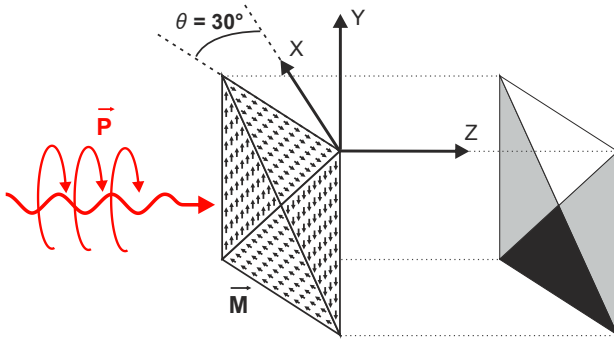


Abbildung 4.18: Verdeutlichung der Kontrastentstehung mit Hilfe des XMCD-Effekts am Beispiel einer Landau-Struktur, welche um 30° gegen den einfallenden zirkular polarisierten Röntgenstrahl geneigt ist. Die beiden Domänen, deren Magnetisierungsvektor \vec{M} senkrecht zu \vec{P} (Strahlrichtung) orientiert ist, tragen nicht zur Kontrastentstehung bei.

4.3.3 Elektronen-Synchrotron

Synchrotronstrahlung

Werden leichte, geladene Teilchen (wie zum Beispiel Elektronen) auf nahezu Lichtgeschwindigkeit beschleunigt und von einem externen Magnetfeld radial von ihrer Flugbahn abgelenkt, so entsteht die sogenannte Synchrotronstrahlung. Das Spektrum dieser elektromagnetischen Strahlung reicht vom Infrarot- bis in den harten Röntgenbereich.

Ein Synchrotron besteht hauptsächlich aus einem Linearbeschleuniger (LINAC, engl.: **Linear Accelerator**), dem Kreisbeschleuniger (das eigentliche Elektronen-Synchrotron) und dem Hauptspeicherring. Im LINAC werden die erzeugten Elektronen vorbeschleunigt und sofort im Anschluss daran in den Kreisbeschleuniger injiziert. Dort werden die Elektronen durch starke elektrische Hochfrequenzfelder mittels eines Hochfrequenzresonators auf die Zielenergie von einigen GeV beschleunigt⁸. Nach mehreren Umläufen werden die beschleunigten Elektronen in

⁸Die erreichbare Zielenergie der Elektronen ist je nach Synchrotron verschieden. BESSY II (Berlin): 1,8 GeV. SLS (Villigen/Schweiz): 2,4 GeV

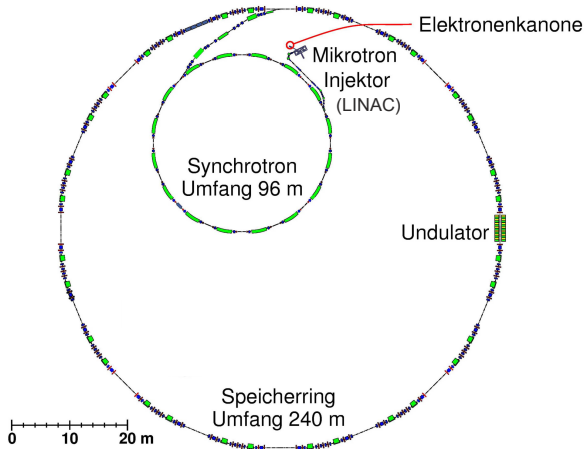


Abbildung 4.19: Schematischer Aufbau des Synchrotrons BESSY II in Berlin (entnommen aus [69]). Dargestellt sind die drei Hauptbestandteile bestehend aus LINAC (Linear Accelerator) oder auch Mikrotron, Kreisbeschleuniger (das eigentliche Elektronensynchrotron) sowie Hauptspeicherring.

den Hauptspeicherring eingespeist⁹, wo sie mittels Ablenkmagneten auf einer Kreisbahn gehalten werden [68]. Abb. 4.19 liefert eine schematische Darstellung des Aufbaus von BESSY II.

Zwischen den Ablenkmagneten befinden sich gerade Segmente, in denen sogenannte *Insertion Devices* (ID's) eingebaut sind, mittels derer die eigentliche Synchrotronstrahlung erzeugt wird. Zwar findet auch eine Abstrahlung an den Ablenkmagneten statt, diese ist jedoch weniger intensiv und brillant. Mit der Brillanz werden Strahlungsquellen auf die Güte der emittierten Strahlung hin charakterisiert:

⁹Der Umfang des Speicherrings beträgt bei BESSY II 240 m und bei der SLS 288 m.

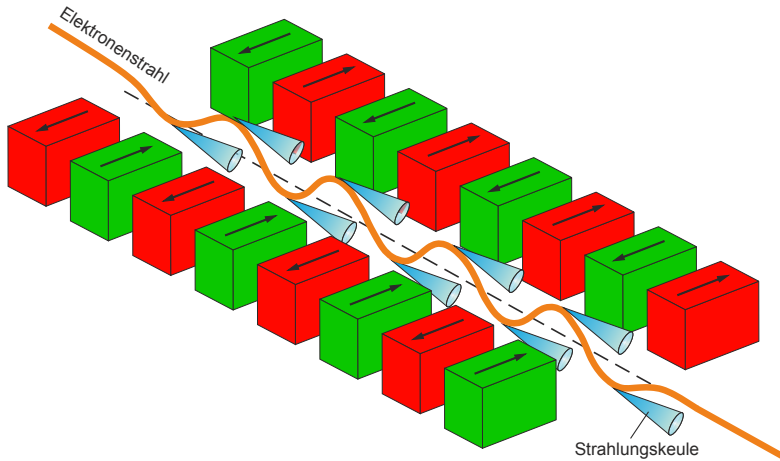


Abbildung 4.20: Bei einem Undulator wechseln sich Nord- und Südpol (rot bzw. grün) periodisch ab und regen die Elektronen auf ihrer Bahn zu harmonischen Oszillationen an.

$$\text{Brillanz} = \frac{d^4 N_\gamma}{dt \cdot dA \cdot d\Omega \cdot \frac{d\hbar\omega}{\hbar\omega}} \quad (4.10)$$

Diese Gleichung beschreibt die Anzahl der Photonen N pro Zeitintervall dt pro Austrittsfläche dA pro Raumwinkel $d\Omega$ und pro relativer Bandbreite $d\hbar\omega/\hbar\omega$. Eine hohe Brillanz drückt sich demnach in einer großen Anzahl Photonen innerhalb einer sehr kurzen Zeit aus, die aus einer kleinen Austrittsfläche in einen kleinen Raumwinkel hinein emittiert werden.

Zu den ID's zählen die sogenannten *Undulatoren* und die *Wiggler*. In beiden Fällen handelt es sich um periodische Magnetstrukturen, welche durch das von ihnen erzeugte, räumlich periodische Magnetfeld die Elektronen zu harmonischen Oszillationen senkrecht zur Flugrichtung anregen [70, 71]. In Abb. 4.20 ist schematisch eine solche Magnetstruktur skizziert, bei der sich Nord- und Südpol regelmäßig abwechseln.

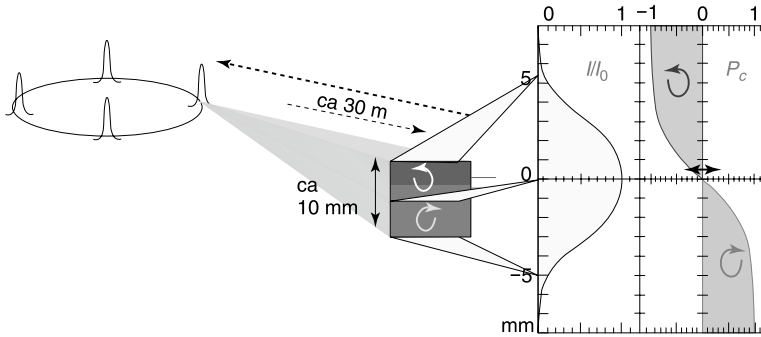


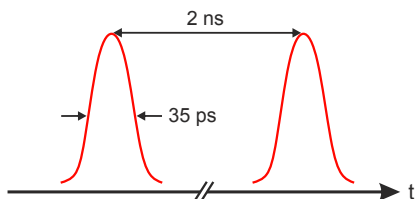
Abbildung 4.21: Illustration zur Erläuterung der Abstrahlcharakteristik eines von seiner Flugbahn abgelenkten Elektrons [73]. Die emittierte Synchrotronstrahlung ist innerhalb der Elektronenbahn linear und ober- bzw. unterhalb der Ebene elliptisch polarisiert.

Die auf nahezu Lichtgeschwindigkeit beschleunigten relativistischen Elektronen emittieren scharf gebündelte Synchrotronstrahlung, wobei die Abstrahlcharakteristik stark in Bewegungsrichtung konzentriert ist¹⁰ [72]. Diese Synchrotronstrahlung ist innerhalb der Elektronenbahn linear und ober- bzw. unterhalb der Ebene elliptisch polarisiert (vgl. hierzu Abb. 4.21). Bei den ID's finden aufgrund der periodischen Dipolanordnung Interferenzeffekte der emittierten Strahlung statt, was sich in Form von Linienemissionsspektren ausdrückt.

Wiggler unterscheiden sich von Undulatoren lediglich dadurch, dass dort weniger Magnete, jedoch mit höheren Feldstärken, periodisch angeordnet sind. Dies führt aufgrund der stärkeren Auslenkung der Elektronen zu einem weiteren Spektrum und zu inkohärenter Strahlung. Bei Undulatoren hingegen lenken weniger starke, dafür aber wesentlich mehr Magnete die Elektronen aus ihrer Bahn ab. Somit resultiert dort eine annähernd monochromatische und stark polarisierte Synchrotronstrahlung.

¹⁰Bei nicht-relativistischen geladenen Teilchen würde man bei einer tangentialen Ablenkung eine Abstrahlcharakteristik vergleichbar der eines Hertz'schen Dipols beobachten.

Abbildung 4.22: Im sogenannten *Multibunch-Mode* umlaufen die einzelnen Elektronenpakete (*Bunches*) den Speicherring in einem zeitlichen Abstand von 2 ns. Die hier als Gauß-Verteilung der Ladung über der Zeit dargestellten Pakete besitzen eine Halbwertsbreite von etwa 35 ps



Zeitstruktur von Synchrotronstrahlung

Im Speicherring kreisen die Elektronen nicht in einem kontinuierlichen Strom, sondern sind in Bündel (engl.: *Bunches*) gepackt. Der Grund hierfür liegt in der Tatsache, dass im Laufe der Zeit den kreisenden Elektronen die abgestrahlte Energie mittels Hochfrequenzkavitäten wieder zugeführt werden muss¹¹. Diese Hohlraumverstärker arbeiten mit einer Frequenz im Radiobereich von 500 MHz, was zu einem zeitlichen Abstand von 2 ns zwischen den einzelnen Beschleunigungspotentialen führt (entspricht der Periodendauer)¹². Da nun lediglich diejenigen Elektronen über eine längere Zeit stabil den Speicherring umlaufen können, welche durch die Hochfrequenz nachbeschleunigt werden, resultiert der Elektronentransport in Form der oben erwähnten Bündel, die ebenso 2 ns zeitlich voneinander separiert sind. Diese Elektronenpakete besitzen bei BESSY II eine Halbwertsbreite von etwa 35 ps. In Abb. 4.22 sind zwei solche Bunches grafisch als Funktion der Zeit dargestellt.

Trotz der vorherrschenden UHV-Bedingungen im gesamten Beschleuniger-System kann nicht ganz ausgeschlossen werden, dass die Elektronen an Restgasmolekülen streuen und somit die Stromstärke im Speicherring allmählich mit der Zeit abfällt. Zur Gewährleistung der Strahlstabilität sind in einem Synchrotron nicht alle *Buckets*¹³ mit Elektronen aufgefüllt. Bei BESSY II beispielsweise sind es im *Multibunch-Mode*¹⁴ 360 der

¹¹Die abgestrahlte Energie beträgt etwa 100 MeV pro Umlauf.

¹²Genau genommen beträgt die Anregungsfrequenz nicht 500 MHz, sondern 499,642 MHz. Der Einfachheit halber wird hier dennoch von einer Frequenz von 500 MHz und einer Periodendauer von 2 ns gesprochen.

¹³Ein Bucket ist ein möglicher Platz für ein Elektronen-*Bunch*.

¹⁴Der Multibunch-Mode ist der Standardmodus. Daneben können viele Synchrotrons

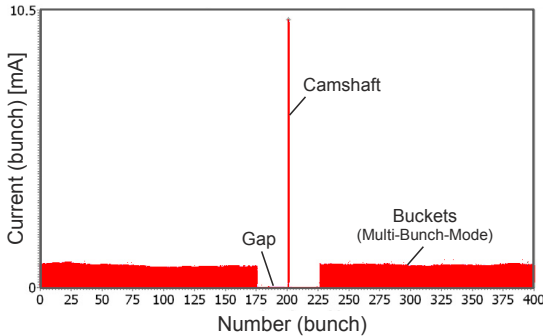


Abbildung 4.23:
 Füllmuster (Filling Pattern) von BESSY II im Multi-bunch-Mode mit Camshaft, Gap und den aufgefüllten Buckets.

insgesamt 400 möglichen Buckets. In Abb. 4.23 ist das Füllmuster (*Filling Pattern*) des Speicherrings graphisch dargestellt.

Es ist eine zeitliche "Lücke" von 80 ns zu erkennen, und exakt im Zentrum dieser Lücke liegt der sogenannte *Camshaft* (deutsch: Steuerwelle). Der Camshaft dient als eine Art *Marker* für das Taktsignal der Beschleuniger-Elektronik. Sein Bucket ist mit mehr Elektronen aufgefüllt als die übrigen, sodass der Camshaft im Füllmuster als deutlicher Peak zu erkennen ist.

Die gepulste Zeitstruktur des Elektronenspeicherrings überträgt sich natürlich auch auf die generierte Synchrotronstrahlung, was im Falle des Multibunch-Modes zu Röntgenblitzen in einem zeitlichen Abstand von ebenfalls 2 ns führt.

4.3.4 Magnetische Röntgenstrahlungsmikroskopie

Der in Kap. 4.3.2 beschriebene XMCD-Effekt als Kontrastmechanismus, zusammen mit der zur Verfügung stehenden Synchrotronstrahlung (Kap. 4.3.3), ermöglicht die mikroskopische Untersuchung magnetischer Strukturen mittels des rasternden Röntgenstrahlungsmikroskops STXM (engl.: *Scanning Transmission X-ray Microscope*). Der Mess-

auch im Two-Bunch-Mode betrieben werden, bei dem lediglich zwei Buckets mit Elektronen aufgefüllt sind.

aufbau mit Speicherring, Undulator, Strahlrohr, Fokussiereinheit und Probe ist in Abb. 4.24 schematisch dargestellt.

Beamline mit Mikroskop

Die in dieser Arbeit vorgestellten Messergebnisse wurden an zwei unterschiedlichen Synchrotrons (beide 3. Generation) aufgenommen. Statische Messungen konnten an der Swiss Light Source (SLS) in Villigen/Schweiz, Strahlrohr PoLux - X07DA, durchgeführt werden. Die Aufnahmen mit dynamischer Anregung konnten bei BESSY II in Berlin, Strahlrohr UE46PGM2, gewonnen werden. Am Beispiel des dort zur Verfügung stehenden STXM namens MAXYMUS wird der prinzipielle Aufbau eines rasternden Röntgentransmissionsmikroskops genauer erläutert.

Die vom Undulator erzeugte Synchrotronstrahlung wird radial zum Speicherring in das Strahlrohr (auch *Beamline* genannt) abgezweigt. Dort trifft sie auf den Monochromator, über den die gewünschte Photonenenergie eingestellt werden kann. Das monochromatische Röntgenlicht wird mittels einer Fresnel-Zonenplatte (ZP) auf die Probenoberfläche fokussiert. Die ZP fungiert als eine Art Beugungslinse für Röntgenstrahlen und gewährleistet eine Ortsauflösung von bis zu 15 nm. Die Zonenplatte ist bei dem für diese Arbeit verwendeten Messaufbau der auflösungslimitierende Faktor. Für genauere Details bezüglich der Herstellung und der Anwendung von Zonenplatten wird auf [74, 75] verwiesen.

Zur Abbildung der magnetischen Struktur trägt beim STXM lediglich die von der Zonenplatte gebeugte Strahlung 1. Ordnung bei. Der ungebeugte Strahl 0. Ordnung wird durch den in die ZP integrierten *Central Stop* abgeschattet, und die hinter der ZP angebrachte OSA (engl.: *Order Sorting Aperture*) sorgt dafür, dass alle Beugungsmaxima ab der 2. Ordnung abgeschirmt werden.

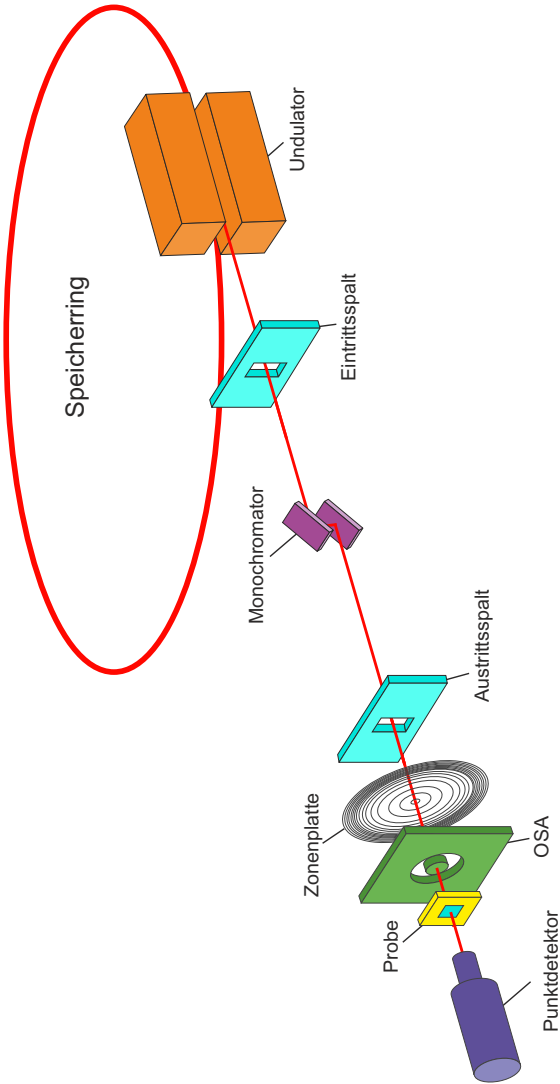


Abbildung 4.24: Schematischer Aufbau eines Synchrotron-Speicherringes mit Undulator und Beamline-Optik. Hierzu gehören die Eintritts- bzw. Austrittsspalte, verschiedene Spiegeleinheiten (nicht skizziert), der Monochromator, die Zonenplatte sowie die OSA mit Beamstop.

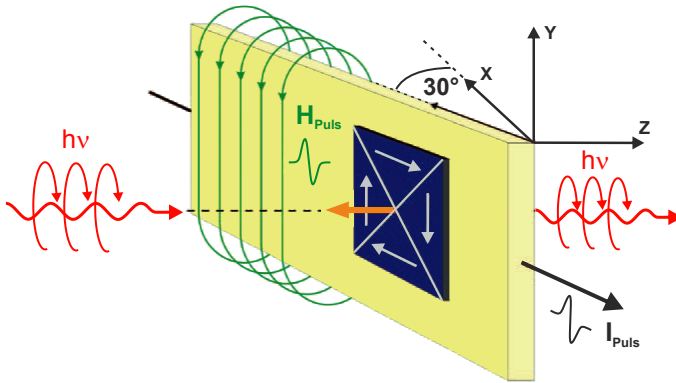


Abbildung 4.25: Unter 30° gegen den einfallenden Röntgenstrahl geneigter Probeneinbau im STXM. Es ist die lineare Stripline (gelb) mit einer sich darauf befindlichen Landastruktur dargestellt. Ebenso ist das durch den Strompuls erzeugte Magnetfeld (grüne Schleifen) sowie die zirkular polarisierte Röntgenstrahlung (rote Pfeile) angedeutet.

Die vom Probenmaterial transmittierte Strahlungsintensität wird mit einer schnellen APD (engl.: *Avalanche Photodiode*) detektiert [76]. Ein solcher Röntgendetektor muss schnell genug arbeiten können, um die Zeitstruktur im Multibunch-Mode auflösen zu können und somit das Auftreffen der alle 2 ns ankommenden Röntgenblitze mittels Strompulse an die Auswerteelektronik weiterzuleiten.

Die Grobjustage zum Ausrichten bzw. Verfahren der Probe wird über Schrittmotoren und die Feinjustage mittels piezoelektrischen Steuerungselementen realisiert. Diese Proben-Stage ist in x-,y- und z-Richtung verfahrbar, und ein zusätzliches Winkelement erlaubt den Probeneinbau unter 30° gegen den einfallenden Röntgenstrahl, um die in-plane-Magnetisierung aufzunehmen. In Abb. 4.25 ist dies schematisch skizziert.

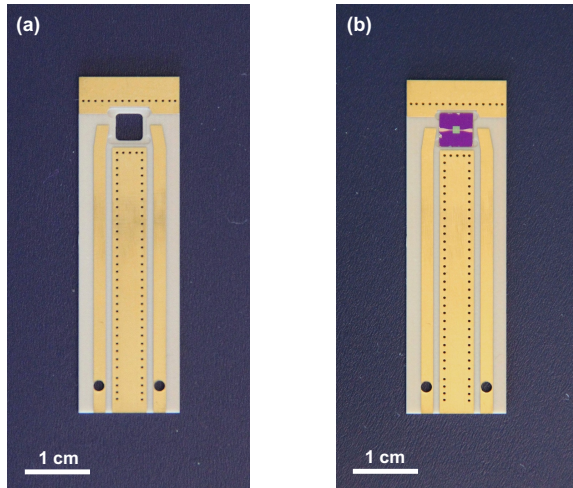


Abbildung 4.26: Leiterplatine (a) ohne und (b) mit eingesetzter Membranprobe

Probenvorbereitung und Einbau

Die quadratischen Membranproben mit einer Größe von $5 \times 5 \text{ mm}^2$ werden mit Epoxidharz in die in Abb. 4.26 dargestellten Leiterplatinen eingeklebt und die Stripline der Probe mit den sich darauf befindenden Zuleitungen kontaktiert. Bei dem Material für diese kommerziell von der Firma *ELEKONTA MAREK* bezogenen Leiterplatinen handelt es sich um eine Mischung aus Polymerharz, Glasgewebe und Keramikpulver, woraus eine gute Transportstabilität und Robustheit resultiert. Das Material ist zudem thermisch stabil, gewährleistet aber auch einen ausreichenden Wärmeabtransport während der dynamischen Anregung. Somit sind diese Platinen für Hochfrequenzanwendungen gut geeignet.

Die Platinen werden auf ein L-Winkelblech aus Edelstahl montiert (vgl. Abb. 4.27) und für die dynamische Anregung an ihren Enden mit SMA-Kabeln mittels Lötzinn kontaktiert. Dieser L-Winkel wird schließlich so in die Proben-Stage des Mikroskops eingebaut, dass das Membranfenster der Probe genau auf Höhe des von der Zonenplatte fokussierten

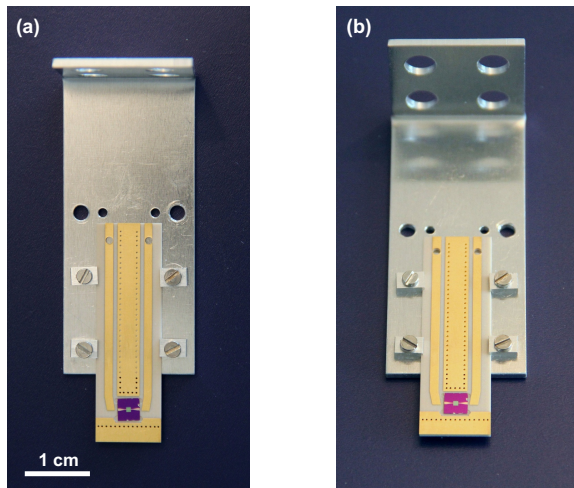


Abbildung 4.27: L-Winkelblech für die Montage im STXM mit eingebauter Leiterplatine. In der Schrägansicht (b) sind an der Stirnfläche die Bohrungen für die SMA-Kabeldurchführungen zu sehen.

Röntgenstahls positioniert ist. Direkt hinter der Probe befindet sich das Gehäuse des APD-Detektors. Da das MAXYMUS-Mikroskop bei BESSY II unter UHV-Bedingungen arbeitet, ist darauf zu achten, dass keine verschmutzten Gegenstände in die Probenkammer eingebracht werden. Die SMA-Kabel werden an die Durchführungen des Gehäuses angeschlossen und die Probe in den Fokus gefahren. Abb. 4.28 zeigt die Anordnung des Messaufbaus im Inneren des Mikroskops.

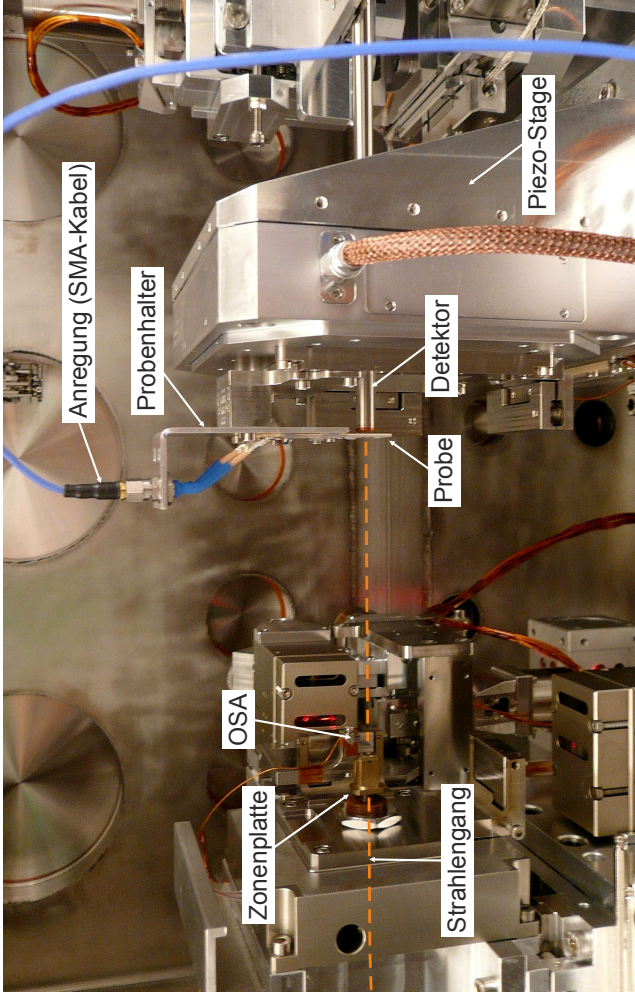


Abbildung 4.28: Hier ist die Messanordnung im Inneren der STM-Vakuumkammer des MAXYMUS-Röntgenmikroskops abgebildet. Der Strahlengang ist durch die gestrichelte Linie angedeutet. Für einen besseren Überblick wurde für dieses Foto die Proben-Stage mitsamt Detektor sehr weit von der OSA in z-Richtung nach rechts verfahren. Im Messbetrieb beträgt der Abstand zwischen OSA und Probe nur wenige hundert Mikrometer.

4.3.5 Zeitaufgelöste magnetische Röntgenstransmissionsmikroskopie

Die statische Aufnahme magnetischer Strukturen funktioniert prinzipiell analog zu herkömmlichen rasternden Mikroskopieverfahren. Hierbei wird die Probe schrittweise vom Röntgenstrahl abgetastet und die von der APD registrierte Intensität Bildpunkt für Bildpunkt an eine Recheneinheit weitergeleitet. Somit entsteht schließlich ein Abbild der Magnetisierungsverteilung des Probenmaterials. Um nun aber die zeitliche Änderung der Magnetisierung verfolgen zu können, bedient man sich eines *stroboskopischen* Messverfahrens. Hierfür wird die in Kap. 4.3.3 beschriebene Zeitstruktur des Synchrotronspeicherringes in Form des sogenannten "Pump-and-Probe"-Messprinzips ausgenutzt.

Das "Pump-and-Probe"-Messprinzip

Das Grundprinzip dieses Messverfahrens besteht darin, dass zum einen die Magnetisierung der Probe mittels schnell wiederkehrender Magnetfeldpulse (generiert von der Stripline) angeregt wird ("*pump*"). Das Abtasten bzw. die Detektion ("*probe*") erfolgt, wie in Kap. 4.3.4 beschrieben, mittels der alle 2 ns im *Multibunch-Mode* wiederkehrenden Röntgenblitze, welche fokussiert die Probe abtasten. Wie auch im statischen Fall detektiert die APD die transmittierten Röntgenphotonen. Jedoch erst durch eine geschickt gewählte Synchronisation zwischen dem Abtasten und der Wiederholfrequenz der Magnetfeldpulse ist das stroboskopische Prinzip realisierbar. Schlussendlich muss eine ausreichend schnell arbeitende Erfassung und Aufbereitung der von der APD kommenden Messsignale gewährleistet sein.

Datenerfassung

Für die dynamische Bilderfassung wird der gesamte Pump-and-Probe-Zyklus Pixel für Pixel mehrmals hintereinander durchlaufen, sodass die detektierte Intensität über die jeweilige Messdauer integriert werden kann. Um das Signal-Rausch-Verhältnis (SNR, engl.: *Signal-to-Noise Ratio*) zu erhöhen, werden bis zu 10^6 Wiederholungen der Magnetisie-

rungsdynamik aufgenommen und die detektierte Röntgenintensitäten aufsummiert. Betrachten wir im Folgenden die Entstehung des zeitlichen Intensitätsverlauf für *einen* Bildpunkt bzw. für ein Pixel: Eine FPGA-Elektronik (engl.: *Field Programmable Gate Array*) ermöglicht es, die von der APD alle 2 ns ankommenden Signale mit der Rate von 500 MHz auf verschiedene Kanäle so einzusortieren, dass nach Ablauf der Messung jedem Kanal ein Frame zugeordnet werden kann. Somit ergibt die Anzahl der Kanäle auch die Anzahl der Frames, aus welchen sich das Bewegtbild zusammensetzt. Folglich entspricht der zeitliche Abstand der einzelnen Frames auch der erreichbaren zeitlichen Auflösung.

Dieser Vorgang wird für alle weiteren Bildpunkte des zuvor ausgewählten Messbereichs wiederholt, sodass am Ende ein dynamisches Gesamtbild resultiert.

Synchrone Datenerfassung

Bei der synchronen Datenerfassung wird jedem mit Elektronen gefüllten Bucket genau ein Kanal zugeordnet (adressiert). Bei beispielsweise 360 besetzten Buckets stehen demnach 360 mögliche Kanäle zur Verfügung, wobei die Zuordnung der Kanäle nach jeder Ringumrundung die gleiche bleiben muss. Dies ist zwar die einfachste Art, ein Pump-and-Probe-Messverfahren zu realisieren, besitzt jedoch einige Nachteile.

Zum einen muss die Puls-Wiederholfrequenz, mit der die Probe angeregt wird, genau ein Vielfaches der Umlaufperiode betragen. Im Falle von 360 Bunches beträgt die Umlaufperiode 360×2 ns, und bei einer Puls-Anregung mit einer Periode von beispielsweise 16 ns erhält man das in Abb. 4.29 dargestellte Schema.

Diese Messmethode lässt zudem eine maximale Zeitauflösung von lediglich 2 ns zu, was genau der Zeit zwischen den einzelnen ankommenden Bunches entspricht. Zwar besteht die Möglichkeit, mit einem leichten zeitlichen Versatz der Puls-Anregung relativ zum Röntgenblitz und der Durchführung mehrerer Einzelmessungen die Zeitauflösung zu verfeinern¹⁵, jedoch muss hierbei mit einer recht langen Messzeit gerechnet

¹⁵Beispielsweise könnten acht Einzelmessungen mit einer Zeitverschiebung von 0, 250, 500, ..., 1750 ps durchgeführt werden, was zu einer Zeitauflösung von 250 ps

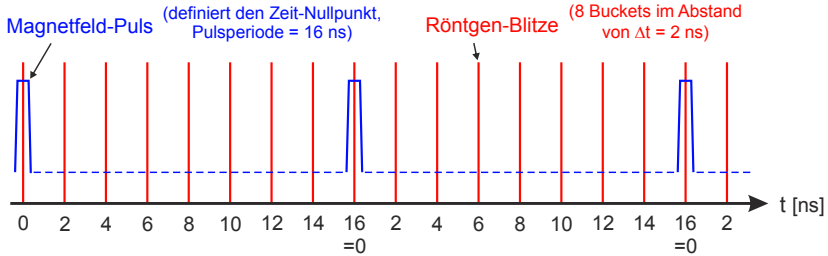


Abbildung 4.29: Pump-and-Probe-Schema für die synchrone Datenerfassung im Multibunch-Mode und einer Pulsperiode von 16 ns. Die Zeitauflösung des hier dargestellten Beispiels beträgt 2 ns, was dem zeitlichen Abstand der Elektronen-Bunches entspricht.

werden, was zu unerwünschten thermischen Driftbewegungen der Probe führen kann.

Schwankungen der Röntgenintensität¹⁶, ausgehend von den einzelnen Elektronen-Bunches, müssen nachträglich mittels Normalisieren des Bildhintergrundes ausgeglichen werden.

Asynchrone Datenerfassung

Der prinzipielle Unterschied zur synchronen Datenerfassung besteht bei der asynchronen Datenerfassung darin, dass hierbei nicht mehr nach jeder Ringumrundung eine festgelegte Adressierung zwischen den einzelnen Kanälen und den besetzten Buckets vorliegt. Erst nach mehreren Umrundungen schließt sich der Adressierungszyklus und ist mit der Ringstruktur zeitlich wieder synchron. Mittels der FPGA-Elektronik ist es somit möglich, mehrere Tausend Kanäle bedienen und nutzen zu können, was ein im Vergleich zur synchronen Datenerfassung wesentlich flexibleres Anregungskonzept zulässt. Zudem werden automatisch die Intensitätsschwankungen der einzelnen Bunches herausgemittelt. Abb.

führt, jedoch aufgrund des enormen Zeitaufwandes wenig praktikabel ist.

¹⁶Die Intensitätsschwankungen kommen dadurch zustande, da die gefüllten Buckets nicht immer exakt die gleiche Anzahl an Elektronen beinhalten und somit jeder Bunch eine leicht unterschiedlich intensive Röntgenstrahlung emittiert.

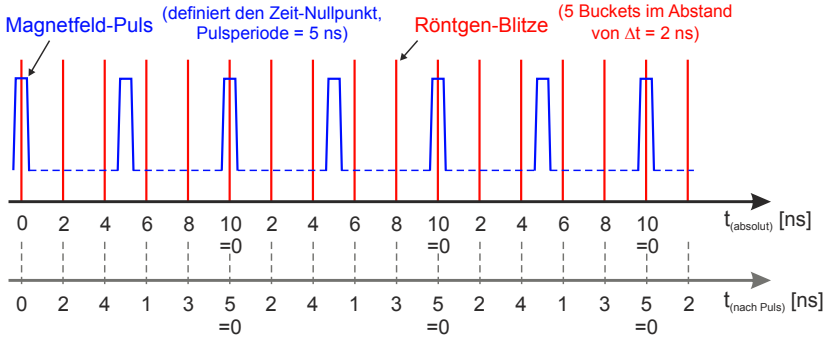


Abbildung 4.30: Pump-and-Probe-Schema für die asynchrone Datenerfassung im Multibunch-Mode und einer Pulsperiode von 5 ns. Die Zeitauflösung des hier dargestellten Beispiels beträgt 1 ns und ist somit geringer als der zeitliche Abstand der Elektronen-Bunches.

4.30 zeigt schematisch ein solches Anregungsschema, dem das Prinzip der asynchronen Datenerfassung zugrunde liegt.

Auswahl der Anregungsfrequenz Um nun eine geeignete Puls-Wiederholungsfrequenz auszuwählen, kommt folgende Formel zum Einsatz:

$$f_{Anregung} = \frac{m}{n} 500 \text{ MHz} \quad (4.11)$$

Mit m ist die Anzahl der Pulse und mit n diejenige der verwendeten Kanäle bezeichnet. Um eine zeitliche Auflösung kleiner als die Bunchperiode von 2 ns zu erhalten, müssen m und n teilerfremd sein. Damit die zeitliche Synchronisierung zwischen Speicherring und zugeordneten Kanälen erst nach mehreren Umläufen wieder hergestellt wird, muss zudem die Anzahl n der Kanäle teilerfremd mit der Gesamtzahl der besetzten Buckets sein. Die zeitliche Auflösung ergibt sich somit zu

$$\Delta t = \frac{2}{m} \text{ ns}. \quad (4.12)$$

Da mit einem geeigneten Pulsgenerator ein weites Spektrum von Anre-

gungsfrequenzen $f_{Anregung}$ realisierbar ist, besteht eine große Flexibilität in der Auswahl der Anregungsparameter, sodass man mit dieser asynchronen Pump-and-Probe-Messmethode eine zeitliche Auflösung von nur wenigen Pikosekunden erreichen kann.

4.4 Mikromagnetische Simulationen

Die in dieser Arbeit vorgestellten mikromagnetischen Simulationen wurden mit den beiden öffentlich zugänglichen Programm-Codes *MagPar* [46] sowie *OOMMF* (*Object Oriented Micromagnetic Framework*) [46, 77] durchgeführt. Das Standard-Simulationsprogramm *OOMMF* basiert auf der ‚Finite Difference Method‘ (FDM), wohingegen sich *MagPar* der ‚Finite Element Method‘ (FEM) bedient. Beide Software-Pakete besitzen Vor- und Nachteile. So ermöglicht es die FEM, dass das zu simulierende Volumen nicht aus Quadern, sondern aus Tetraedern aufgebaut wird, was bei sehr komplexen Geometrien von Vorteil ist. Auch sind unterschiedliche Maschengrößen innerhalb ein und desselben Körpers möglich. Aufgrund des etwas geringeren Rechenaufwandes im Falle der FDM liegt der Hauptvorteil hier in der Zeitersparnis, was sich insbesondere bei vielen durchzuführenden Simulationsvorgängen auszahlt.

Das gemeinsame Ziel all dieser Software-Pakete ist es, mittels des sogenannten Variationsprinzips zu jedem Zeitpunkt diejenige Magnetisierungsverteilung $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ zu ermitteln, welche dem Minimum der *Freien Gibbs'schen Energie* des Systems entspricht:

$$G_{ges} = G_{exc} + G_{an} + G_a + G_d \quad (4.13)$$

Die einzelnen Energiebeiträge und die dazugehörigen mikromagnetischen Gleichungen wurden bereits in Kap. 3.2.1 ausführlich behandelt. Die Simulationssoftware muss also in der Lage sein, die Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma' \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} - \frac{\alpha_{LLG}}{M_S} \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \quad (4.14)$$

auf numerischem Weg zügig und exakt zu lösen.

Die generelle Prozedur, mit welcher eine Simulation abläuft, kann grob in vier Schritte eingeteilt werden:

Problembeschreibung Zu Beginn einer Simulation werden die Geometrie, die lateralen Abmessungen des zu simulierenden Probenvolumens sowie die Maschengröße festgelegt. Um physikalisch sinnvolle Ergebnisse zu erhalten, muss diese zwangsläufig kleiner sein als die Austauschlänge l_d des zu simulierenden Materials. Die Maschengröße legt zudem die räumliche Auflösung der simulierten Magnetisierungsverteilung fest.

Ferner wird die Eingabe der Materialparameter benötigt. Hierzu gehören die Anisotropiekonstante K_1 , die Sättigungsmagnetisierung M_S , der Dämpfungsparameter α , die Austauschkonstante A sowie die soeben erwähnte Austauschlänge des Demagnetisierungsfeldes l_d .

Da Permalloy ein magnetisch stark isotropes Verhalten aufweist, wird für dessen Anisotropiekonstante ein Wert von $K_1(Py) = 0$ angenommen.

Berechnung des Effektiven Feldes Der nächste Schritt besteht in der Berechnung des *Effektiven Feldes*

$$\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H}_{ext} + \mathbf{H}_{an} + \mathbf{H}_{exc} + \mathbf{H}_d, \quad (4.15)$$

wobei hier die Berechnungen für das Demagnetisierungsfeld \mathbf{H}_d aufgrund seiner langreichweitigen Wechselwirkung bei allen mikromagnetischen Simulationen den zeitaufwendigsten und rechenintensivsten Vorgang darstellt. Die Komponente \mathbf{H}_{ext} wird nur im Falle eines von außen wirkenden externen Magnetfeldes benötigt.

Zeitliche Schrittfolge Mittels eines zuvor festgelegten Zeitintervalls Δt wird über die LLG-Gleichung die Magnetisierungsverteilung zu dem neuen Zeitpunkt $t + \Delta t$ bestimmt und wiederum für das gesamte Probenvolumen das effektive Feld \mathbf{H}_{eff} berechnet. Die Wahl des Zeitschritts Δt entspricht dementsprechend der Zeitauflösung der mikromagnetischen Simulation. Wie schon in Kap. 3.4 beschrieben, präzediert der Elektronenspin mit der Larmor-Frequenz

$$\omega = \gamma \cdot \mathbf{H}_{eff} \quad (4.16)$$

um das effektive Magnetfeld, wenn Spin und Feld nicht parallel zueinander orientiert sind. Mit γ ist das Gyromagnetische Verhältnis bezeichnet, wobei gilt:

$$\gamma = 1,760859708 \cdot 10^{11} \text{ 1/Ts}. \quad (4.17)$$

Erst die dämpfende Wirkung lässt den Spin in seine neue Gleichgewichtslage relaxieren. Die Magnetisierungsdynamik besitzt also eine intrinsische Zeitskala bestimmt durch die Larmor-Frequenz, die im Bereich von einigen *GHz* liegt. Aufgrund dieser schnellen Präzessionsbewegung werden Zeitschritte von wenigen Pikosekunden (oder geringer) benötigt, sodass die maximale Simulationsdauer aufgrund des erforderlichen Rechen- und somit Zeitaufwandes auf etwa 100 ns limitiert ist [46].

Output und Visualisierung Die Ausgabe der erzeugten Daten erfolgt in Form einer Binär- bzw. Textdatei, welche im Falle von *MagPar* mittels einer Standard-Grafiksoftware (wie z.B. *Gnuplot* oder *ParaView*) dargestellt werden können.

5 Ergebnisse und Diskussion

Die Herstellung sowie die Charakterisierung des Dreischichtsystems Co/Cu/Py stellt einen wesentlichen Bestandteil der vorliegenden Arbeit dar. Aus diesem Grunde werden zu Beginn dieses Kapitels die Ergebnisse der durchgeführten XRD-Messungen zur Bestimmung der jeweiligen Schichtstruktur sowie die Resultate der AFM-Messungen zur Ermittlung der Schichttraugigkeiten vorgestellt.

Neben den mittels Elektronenstrahlolithographie hergestellten Strukturen wurden zuvor erste Teststrukturierungen mittels Ionenstrahlätzen durchgeführt, welche auf ihre statische Magnetisierungsverteilung hin am Röntgentransmissionsmikroskop (STXM) untersucht wurden. Ein kurzer Vergleich dieser beiden Strukturierungsmethoden schließt sich an.

Die an unstrukturierten Proben durchgeführten SQUID-Messungen des Co/Cu/Py-Schichtsystems mit variierender Kupferschichtdicke lieferten entscheidende Erkenntnisse darüber, ab welcher Dicke die Cu-Schicht vollständig geschlossen war und somit keine direkte ferromagnetische Ankopplung der beiden ferromagnetischen Schichten mehr vorlag. An diesem Resultat orientierte sich die spätere Parameterwahl der Schichtsysteme, welche schließlich für die systematischen, zeitaufgelösten Messungen am STXM in Frage kamen.

Den ersten Überblick über die statische in-plane- sowie out-of-plane-Magnetisierungsverteilung des Dreischichtsystems lieferten Messungen an der PoLux-Beamline (SLS, Villigen/Schweiz). Eine wichtige Erkenntnis dieser Messungen war die Notwendigkeit des Entmagnetisierens der Proben vor dem Einbau in das Röntgenmikroskop, da die Magnetisierungsverteilung des „as-sputtered“-Zustandes¹ nicht immer auf Antrieb

¹Mit „as-sputtered“ ist der Probenzustand direkt nach dem Sputter-Herstellungsprozess gemeint, sprich ohne nachträgliche physikalische Behandlung

eine Landau- bzw. Vortex-Struktur generierte.

Abschließend werden die Ergebnisse der zeitaufgelösten Messungen vorgestellt, welche am Röntgenmikroskop MAXYMUS (BESSY II, Berlin) zur elementspektiven Untersuchung der Magnetisierungsdynamik des Dreischichtsystems Co/Cu/Py durchgeführt wurden. Mittels linearer in-plane-Magnetfeldpulse konnten die Resonanzfrequenzen der gyrotropen Vortextkern-Mode der jeweiligen ferromagnetischen Schichten Co sowie Py ermittelt werden.

Ein Vergleich dieser Resultate mit denjenigen von anschließend durchgeführten mikromagnetischen Simulationen an vergleichbaren Schichtsystemen stellen beide Ergebnisse in einen systematischen Zusammenhang. Zudem werden anhand weiterführender Simulationen der Einfluss der Pulsamplitude B_{Puls} sowie der Pulsdauer T_{Puls} auf die Vortextkern-Dynamik hin untersucht.

5.1 Charakterisierung und Strukturierung des Dreischichtsystems Co/Cu/Py

5.1.1 Gitterstruktur

Kobalt liegt als Bulk-Material bis zu einer Temperatur von etwa 417 °C in seiner hexagonal dichtest gepackten α -Phase vor. In dünnen Schichten oder sehr kleinen Dimensionen kann jedoch schon bei Raumtemperatur die Hochtemperaturphase, das kubisch flächenzentrierte β -Kobalt, vorliegen. Um herauszufinden, welche Modifikation die Co-Schichten der für diese Arbeit präparierten Proben besitzen, wurden an Co-Einfachschichten Röntgenbeugungsmessungen durchgeführt. Um eine direkte Vergleichbarkeit zu gewährleisten, wurden auf die gleichen Membran-Substrate, wie sie für die Messungen am STXM verwendet wurden, 40 nm Kobalt mittels Sputtern aufgebracht. Auch die Buffer- bzw. Deckschicht bestand, wie bei den Dreischichtsystemen, aus 5 nm Titan. In Abb. 5.1 ist der Probenaufbau für die XRD-Messungen skizziert.

Da die magnetischen Konstanten, wie z.B. die Sättigungsmagnetisierung der Probe.

5.1 Charakterisierung und Strukturierung des Systems Co/Cu/Py

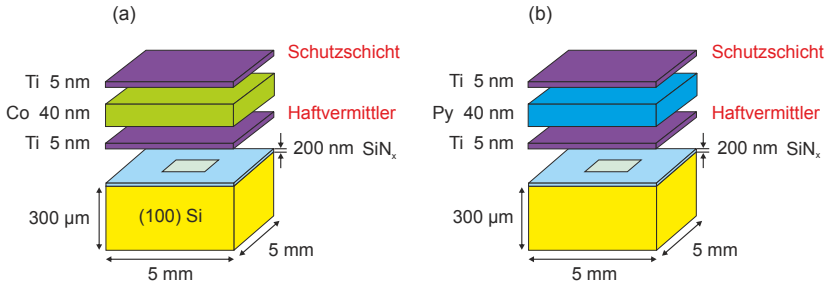


Abbildung 5.1: Schematischer Aufbau der für die XRD-Messungen hergestellten Einfachschichten mit einer jeweiligen Dicke von 40 nm. a) Co-Einfachschicht, b) Py-Einfachschicht. Es wurde das gleiche Substratmaterial (SiN_x-Membran) wie für die am STXM untersuchten Dreischichtsysteme verwendet.

Die Anisotropiekonstante M_S , die Anisotropiekonstante A und die Austauschlänge l_D , von hexagonalem und kubischem Kobalt verschieden sind, ist das Ergebnis der Strukturanalyse unter anderem für die Durchführung von mikromagnetischen Simulationen sehr wichtig. Aufgrund der Tatsache, dass hexagonales Co eine einachsige magnetische Anisotropie aufweist, besitzt dieses eher hartmagnetische Eigenschaften, wohingegen kubisches Co mit seiner kubischen magnetischen Anisotropie als magnetischer weniger hart eingestuft wird. Zum Vergleich sowie als Referenz wurde neben einer Co-Einfachschicht ebenso eine Permalloy-Einfachschicht auf ihr Kristallgitter hin untersucht².

Anhand eines vorab durchgeführten θ -2 θ -Schnellscans konnten noch keine eindeutigen Aussagen bezüglich der Gitterstruktur des Kobalts getroffen werden. Da bei einer dichtesten Kugelpackung die Beugungsreflexe niedriger Ordnung (diese entsprechen Reflexen bei kleinen θ -Beugungswinkeln) des hcp-Gitters mit denjenigen des fcc-Gitters zusammenfallen, müssen Reflexe höherer Ordnungen betrachtet werden, um eindeutig auf ein kubisches Kristallgitter schließen zu können³. Denn

²Permalloy ist eine Ni₈₀Fe₂₀-Legierung und besitzt das fcc-Gitter des Hauptbestandteils Nickel mit einem Gitterparameter von 3,54 Å.

³Beispielsweise kann der (0002)-Reflex des hcp-Gitters mit dem (111)-Reflex des fcc-Gitters zusammenfallen.

erst bei größeren Beugungswinkeln tritt eine deutlich erkennbare Aufspaltung auf⁴. Erst anhand einer vollständigen θ - 2θ -Messung, welche Reflexe höherer Ordnung mit großer Winkelauflösung mit einschließt, konnte eine eindeutige Aussage über die vorliegende Kristallsymmetrie gemacht werden.

Eine letzte Gewissheit liefert der Psi-Scan, bei welchem die Probe bei fixiertem θ -Wert (in diesem Fall wurde der (111)-Reflex gewählt) um den Winkel ψ verkippt wird (siehe Abb. 5.2(a)). Das bei $\psi = 70,54^\circ$ auftretende Intensitätsmaximum stellt einen endgültigen Beweis für das Vorliegen einer fcc-Gitterstruktur dar, denn in einem kubisch flächenzentrierten Gitter schließen die (111)-Ebenenscharen genau diesen Winkel untereinander ein.

Die zusätzliche Rotation der Probe um den Drehwinkel ϕ schließlich zeigt, dass der Reflex bei $\psi = 70,54^\circ$ ringförmig um den Mittelreflex angeordnet ist und eine Rotationssymmetrie besitzt, wie dies anhand der Polfigur in Abb. 5.2(b) veranschaulicht wird. Es handelt sich demnach um eine polykristalline Schichtstruktur eines kubisch flächenzentrierten Materials mit einer (111)-Fasertextur.

Zum Vergleich wurde ebenso eine 40 nm dicke Permalloy-Einfachschicht untersucht. Wie jedoch zu erwarten war, liegt auch hier eine fcc-Kristallsymmetrie vor, wobei die Schicht ebenfalls eine Fasertextur aufweist. Der zugehörige Psi-Scan sowie die Polfigur sind in Abb. 5.3(a) und (b) dargestellt.

5.1.2 Schichtrauigkeiten

Wie schon in Kapitel 3.3.2 erläutert wurde, besitzen die Zwischenschichtrauigkeiten einen wesentlichen Einfluss auf die Art der magnetischen Kopplung der jeweiligen ferromagnetischen Lagen des Dreischichtsystems. Hierbei beeinflusst die mittlere Rauigkeit R_{rms} der Oberfläche des verwendeten Substratmaterials die Zwischenschichtrauigkeit der Lagen des Stacks ebenso wie diejenige der Stripline, auf welche die Strukturen für die dynamische Anregung präpariert werden. Neben der Korngröße spielt vor allem die gewählte Dicke des Schichtmaterials

⁴Die Reflexe (0004) und (022) sind deutlich voneinander unterscheidbar.

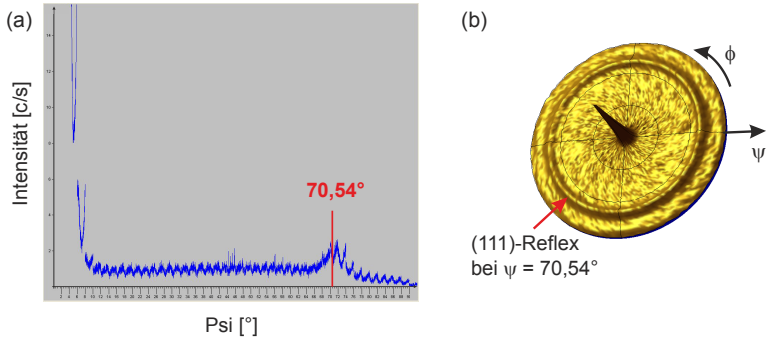


Abbildung 5.2: XRD-Untersuchung einer Co-Einfachschicht mit $t_{Co} = 40$ nm: (a) Am (111)-Reflex durchgeführter ψ -Scan mit Intensitätsmaximum bei $\psi = 70,54^\circ$, was einen eindeutigen Hinweis für das Vorliegen einer fcc-Gitterstruktur liefert. In kubischen Kristallsystemen sind die (111)-Ebenenscharen um genau diesen Winkel untereinander verkippt. (b) Polfigur der Co-Einfachschicht. Das Maximum bei $\psi = 70,54^\circ$ weist eine Rotationssymmetrie um den Mittelreflex auf, was auf ein polykristallines Gefüge mit einer (111)-Fasertextur hinweist.

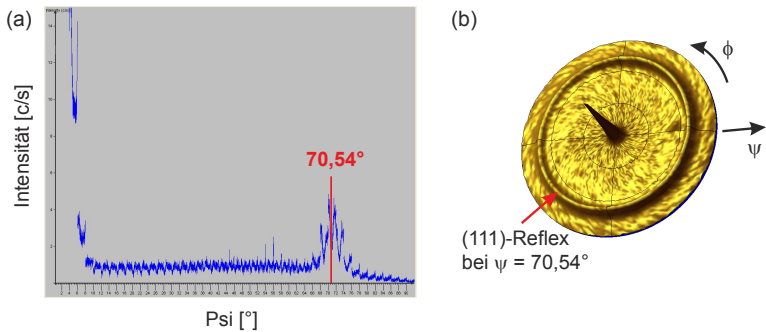


Abbildung 5.3: Zum direkten Vergleich wurde ebenso eine Py-Einfachschicht mit $t_{Py} = 40$ nm mittels Röntgendiffraktometrie auf ihre Gitterstruktur hin untersucht. (a) ψ -Scan und (b) Polfigur. Wie zu erwarten war, liegt bei der Permalloy-Einfachschicht, ebenso wie bei der Co-Einfachschicht, eine (111)-Fasertextur vor. Anhand dieses direkten Vergleichs ist die fcc-Gitterstruktur der Co-Schicht eindeutig nachgewiesen.

eine besondere Rolle, ob eine Oberfläche glatt und eben oder aber rau und wellig ist. Zudem ist von Bedeutung, ob ein Material während des Beschichtungsprozesses lagenweise auf dem Substrat aufwächst (*Frank-van-der-Merwe-Wachstum*) [78] oder sich das Material in Form von kleinen Inseln agglomeriert, bis sich schließlich eine geschlossene Schicht ausbildet (*Volmer-Weber-Wachstum*) [79]. Sehr feinkörnige Schichten beispielsweise können mit anwachsender Schichtdicke an Rauigkeit abnehmen, wohingegen sich die Rauigkeit bei sehr grobkörnigen Materialien oder grob globularem Korngefüge mit steigender Dicke verstärken kann. So besteht die Gefahr, dass sich bei dicken Schichten Wellen ausbilden, in denen die Magnetisierung nicht mehr ausschließlich parallel zum Substrat orientiert ist, sondern an dieser Stelle eine nicht mehr zu vernachlässigende out-of-plane-Komponente zu beobachten ist. Bei den Messungen am STXM machen sich solche Unregelmäßigkeiten in der Schichtoberfläche als deutlicher magnetischer Kontrast bemerkbar, der im ungünstigsten Fall demjenigen eines Vortexkerns ähnelt.

Für diese Arbeit wurden zum einen die unbeschichtete Oberfläche des Membransubstrats sowie die Stripline-Oberfläche mittels AFM auf ihre mittlere Rauigkeit R_{rms} hin untersucht. Des Weiteren wurden jeweils die Co- und Py-Einfachschichten (welche für die XRD-Messungen hergestellt worden waren) sowie die Oberfläche des kompletten Dreischichtsystems vermessen. Bei letzterem wurden Messungen am Schichtsystem auf der Stripline sowie auf der reinen Membran durchgeführt, um den Einfluss der Stripline-Oberfläche auf die resultierende Gesamtrauigkeit zu untersuchen.

Alle Ergebnisse der ermittelten R_{rms} -Werte sind in Tabelle 5.1 aufgeführt und graphisch in Form eines Säulendiagramms in Abb. 5.4 dargestellt. Als Substratmaterialien kamen in allen Fällen die SiN_x -Membranen zum Einsatz, die auch für die dynamischen Messungen am STXM verwendet wurden.

Das Membransubstrat besitzt, wie erwartet, eine geringe Rauigkeit von $R_{rms, \text{SiN}_x} = 0,8 - 1 \text{ nm}$. Somit fallen die Schichtrauigkeiten der jeweils $t = 40 \text{ nm}$ dicken Co- bzw. Py-Einfachschicht, welche direkt auf die SiN_x -Oberfläche aufgebracht wurden, mit $R_{rms, \text{Co}} = 0,5 \text{ nm}$ und $R_{rms, \text{Py}} = 0,9 \text{ nm}$, ebenfalls sehr gering aus.

Für die Cu-Stripline mit einer Dicke von $t = 195 \text{ nm}$ wird hingegen eine

5.1 Charakterisierung und Strukturierung des Systems Co/Cu/Py

Messort	Material t [nm]	Deckel t [nm]	R_{rms} [nm]
Membranoberfläche	- - -	- - -	0,8 - 1,0
Schichtoberfläche	Co (40)	Ti (5)	0,5
Schichtoberfläche	Py (40)	Ti (5)	0,9
Element auf Membran	Py (40) Cu (2,3) Co (40)	Ti (5)	1,5 - 2
Stripline-Oberfläche	Al (150)	- - -	3
Stripline-Oberfläche	Cu (195)	Al (5)	2,5 - 3
Schichtoberfläche ¹	Py (20) Cu (2,3) Co (20)	Ti (5)	1,6
Schichtoberfläche ²	Py (40) Cu (2,3) Co (40)	Ti (5)	2,5 - 3

Tabelle 5.1: Ergebnisse der mittels AFM ermittelten Schichtraugigkeiten.

In allen Fällen kamen SiN_x-Membransubstrate zum Einsatz.

¹ Co/Cu/Py-System auf Membran

² Co/Cu/Py-System auf Stripline

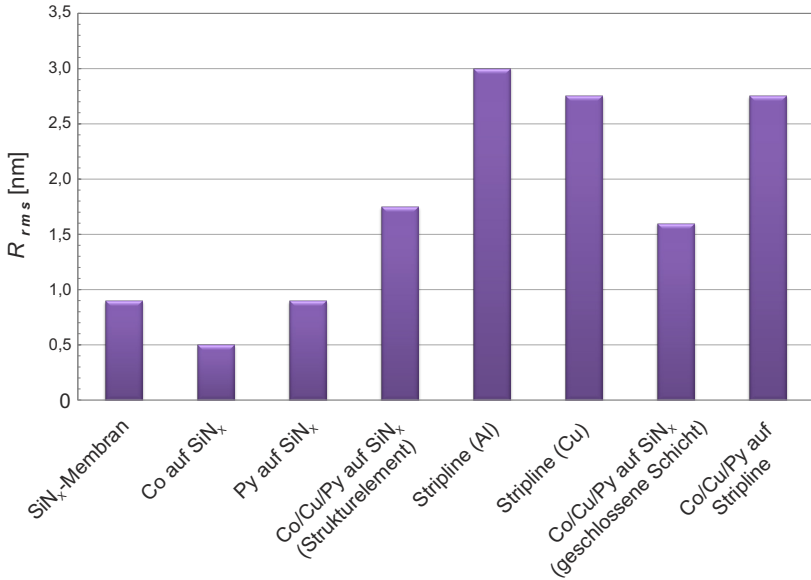


Abbildung 5.4: Graphische Darstellung der mittels AFM ermittelten Schichtrauigkeiten. Die Membranoberfläche sowie die ohne Stripline hergestellten Einfachschichten besitzen sehr geringe Rauigkeitswerte. Die R_{rms} -Werte der Stripline-Oberflächen sind hingegen deutlich höher und dementsprechend auch die auf die Stripline präparierten Schichtsysteme. Mittlere Rauigkeitswerte besitzen die Dreilagenschichtsysteme, welche direkt auf die Membran aufgebracht wurden.

mittlere Rauigkeit von $R_{rms,Cu-SL} = 2,5 - 3$ nm gemessen. Eine für Vorversuche hergestellte 150 nm dicke Stripline aus Aluminium weist mit $R_{rms,Al-SL} = 3$ nm ähnliche Werte auf.

Werden nun weitere Schichten auf die Stripline aufgesputtert, so übertragen sich Schichtunebenheiten konsequenterweise auf die nachträglichen Schichten. Somit liegen die Oberflächenrauigkeiten für die Schichtsysteme, welche auf die Stripline präpariert wurden, mit $R_{rms,Stack} = 2,5 - 3$ nm im Bereich der Stripline-Oberfläche selbst. Der Vergleich zu einem Schichtsystem, welches hingegen direkt auf die Membranober-

fläche platziert wurde, zeigt merklich geringere Rauigkeiten. Hier liegt der R_{rms} -Wert bei lediglich 1,5 – 2 nm. Paul et al. untersucht in [80] ebenfalls Co/Cu/Py-Systeme, welche bei Raumtemperatur auf SiO₂-Substrate mittels Magnetron-Sputtern aufgebracht wurden, welche eine Oberflächenrauigkeit von $R_{rms} = 1,3 - 2$ nm aufweisen.

Durch einen nachträglichen Auslagerungsschritt der Schichtsysteme bei erhöhten Temperaturen kann zwar die Oberflächenrauigkeit reduziert werden, jedoch besteht die Gefahr der Legierungsbildung durch Diffusionsprozesse. Denn schon bei nur mäßig erhöhten Temperaturen von $T = 250^\circ\text{C}$ diffundiert Eisen an die Co/Cu-Grenzfläche, und ab etwa $T = 350^\circ\text{C}$ beginnt sich Nickel in Kupfer zu lösen und scheidet sich an den Korngrenzen des Zwischenschichtmaterials ab [81]. Um dies auszuschließen, fanden alle Beschichtungsschritte ausschließlich bei Raumtemperatur statt.

5.1.3 Nanostrukturen

Wie schon in Kapitel 4.1.2 erläutert worden ist, wurde für statische Voruntersuchungen des Dreilagensystems Co/Cu/Py am STXM eine Probencharge mittels des Ionenätzens hergestellt. Hierfür wurden die Metallschichten direkt auf das Membransubstrat aufgesputtert und die Strukturen nachträglich mit Hilfe des FIB erzeugt. Dabei treffen beschleunigte Ga⁺-Ionen auf die Oberfläche auf und schlagen durch Impulsübertrag gezielt Schichtatome heraus, sodass an diesen Stellen die Metallschicht bis hinunter zum Substrat abgetragen wird. Die somit erzeugten Gräben separieren den präparierten Bereich vom Rest der geschlossenen Schicht, und das stehengebliebene Material bildet die Nanostrukturen.

In Abb. 5.5 sind solche Nanostrukturen zu sehen, die über dieses Ionenätzverfahren am FIB hergestellt wurden. Bei den hier gezeigten Darstellungen handelt es sich um rasterkraftmikroskopische Aufnahmen. Die beiden ferromagnetischen Schichten besitzen in diesem Fall jeweils eine Dicke von $t_{Co} = t_{Py} = 20$ nm, wobei zusätzlich eine je 5 nm dicke Buffer- und Deckschicht aus Titan aufgebracht wurde. Die Gesamtdicke des Stacks beträgt demnach etwa 50 nm.

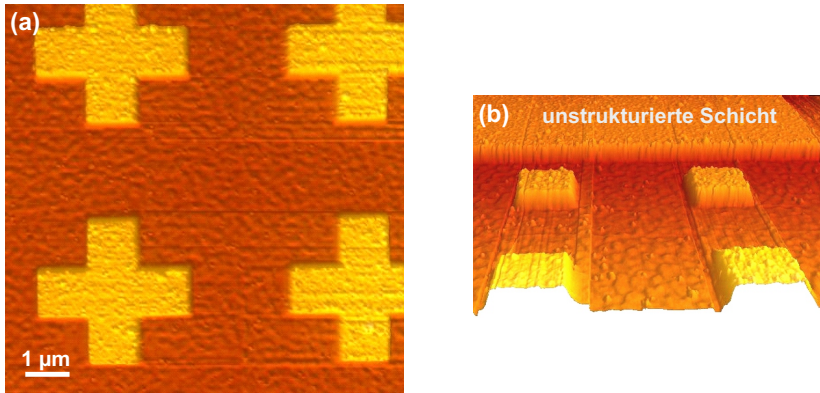


Abbildung 5.5: Rasterkraftmikroskopische Aufnahmen von Nanostrukturen, die mittels des Ionenätzverfahrens aus der geschlossenen Schicht erzeugt wurden. Bei dem hier gezeigten Schichtsystem handelt es sich um $\text{Co}(20 \text{ nm})/\text{Cu}(2,3 \text{ nm})/\text{Py}(20 \text{ nm})$.

Die Strukturelemente besitzen saubere und wohl definierte Ränder, und die Kreuz-Geometrie in Abb. 5.5(a) ist gut erkennbar. In der perspektivischen Darstellung in Bild (b) ist neben den quadratischen Elementen auch der unstrukturierte Bereich der Schicht im Hintergrund zu sehen.

Abb. 5.6 zeigt von der selben Probe FIB-Aufnahmen⁵. Auch hier ist zu erkennen, dass die Strukturelemente sauber aus der geschlossenen Schicht herausgeätzt worden sind und wohldefinierte Kanten besitzen. Der Materialkontrast, der für FIB-Untersuchungen typisch ist, lässt die SiN_x -Membran dunkel und das Schichtmaterial hell erscheinen. In Abb. 5.6(a) sind quadratische, und in (b) kreisförmige Geometrien zu sehen. Hierbei zeugen die Riefen in der Membranoberfläche vom Ätzvorgang und dem damit verbundenen und unvermeidbaren Abtrag von Substratmaterial. Das schachbrettartige Muster der Riefen lässt Rückschlüsse auf den Schreibvorgang des Ionenstrahls zu, der Element

⁵Schon alleine die Aufnahme eines Bildes mittels des FIB kann die Metallschicht schädigen. Der grundlegende Unterschied zwischen dem Ätzvorgang und dem Aufnehmen eines Bildes besteht hierbei lediglich in der Wahl der Strahlintensität und der Beschleunigungsspannung.

für Element aus der geschlossenen Schicht herausgearbeitet hat. Bild (c) gibt einen Überblick über die erzeugten Strukturen.

Die Problematik beim Ionenätzverfahren besteht darin, dass durch den Beschuss mit Ga^+ -Ionen nicht nur das Schichtmaterial, sondern auch Substratmaterial entfernt wird. Da für alle röntgenmikroskopischen Untersuchungen SiN_x -Membranen von maximal 200 nm Dicke verwendet wurden, besteht die Gefahr, dass bei einem zu intensiven Ionenstrahlstrom bzw. einer zu hoch gewählten Flächendosis die Membran stark beschädigt oder gar zerstört wird, wie dies in Abb. 5.6(d) gezeigt ist.

Somit sind für die Parameterwahl bzgl. des Ionenätzens einige Tests notwendig, um zum einen ausreichend Material abzutragen, um die Strukturen sauber herauszuarbeiten, zum anderen aber das Substratmaterial nicht zu stark zu schädigen bzw. zu zerstören.

Das Ionenätzen als Strukturierungsmethode wurde für diese Arbeit nicht für dynamisch angeregte Proben verwendet, da mit dieser Vorgehensweise bei vorhandener Stripline erhebliche Komplikationen verbunden sind. Alleine die zu Beginn aufgebrauchte geschlossene und elektrisch leitende Metallschicht könnte einen Stromfluss ausschließlich durch die nur wenige Mikrometer breite Stripline nicht mehr gewährleisten. Um dieses Problem zu vermeiden, müsste man die Stripline und das Material des Schichtsystems elektrisch komplett voneinander isolieren. Zudem bestünde die Gefahr, dass durch den Ätzzvorgang Stripline-Material abgetragen wird, sodass im Experiment an diesen Stellen ein nicht mehr definierbares Magnetfeld erzeugt werden würde.

Für alle weiteren Proben, und vor allem für diejenigen mit integrierter Stripline, kam als Strukturierungsmethode die Elektronenstrahlolithographie zum Einsatz. In Abb. 5.7 ist das Resultat einer AFM-Untersuchung gezeigt, bei der je zwei kreisförmige Strukturelemente zum einen auf der Stripline und zum anderen direkt auf der Membran platziert sind. Bei dieser Probe besitzen die beiden ferromagnetischen Schichten jeweils eine Dicke von $t_{Co} = t_{Py} = 40$ nm. Mit der je 5 nm dicken Buffer- sowie Deckschicht aus Titan beträgt die Gesamtdicke des Stacks demnach etwa 90 nm. Die Cu-Stripline (obere Bildhälfte) wurde photolithographisch hergestellt und besitzt eine Dicke von $t_{SL} = 190$ nm. Abb. 5.7(a) zeigt eine Aufsicht und Bild (b) eine perspektivische Darstellung der selben Stelle.

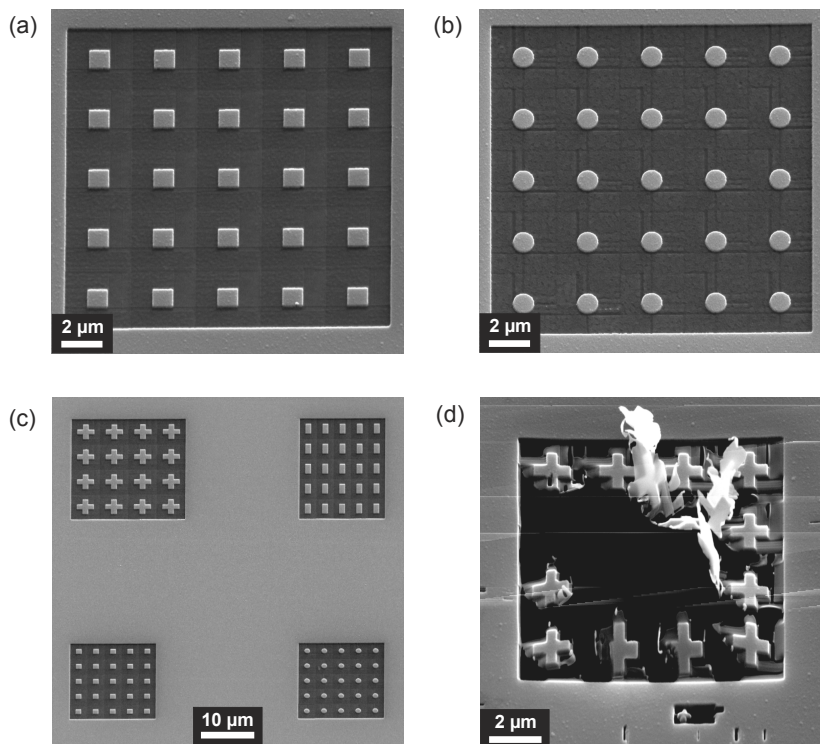


Abbildung 5.6: Rasterionenmikroskopische Aufnahmen der gleichen Probe wie in Abb. 5.5. Der für FIB-Aufnahmen typische Materialkontrast lässt die SiN_x-Membran dunkel und das Schichtmaterial hell erscheinen. (a) und (b): Quadratische bzw. kreisförmige Strukturen mit einem Durchmesser von $d = 1 \mu\text{m}$. (c) Übersicht über die erzeugten Strukturen. (d) Durch den Ionenätzvorgang zerstörte Membran aufgrund eines zu intensiven Ionenstroms bzw. einer zu hoch gewählten Flächendosis.

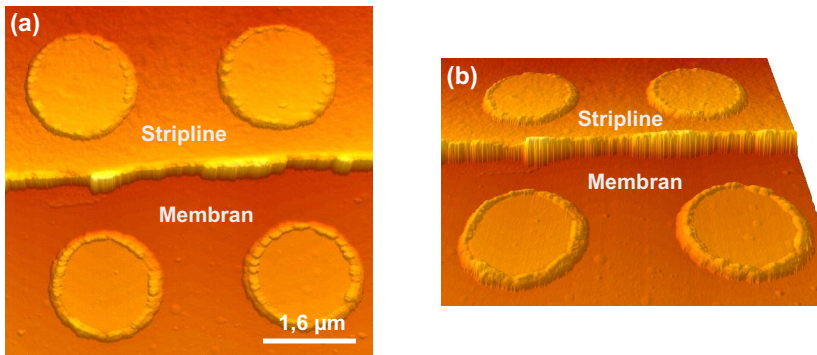


Abbildung 5.7: AFM-Aufnahmen von mittels EBL hergestellten Strukturen mit den Schichtdicken Co(40 nm)/Cu(2,3 nm)/Py(40 nm). Die beiden kreisförmigen Strukturelemente in der jeweils oberen Bildhälfte befinden sich auf der Cu-Stripline ($t = 190 \text{ nm}$). Die unteren beiden wurden direkt auf die Membran platziert. Die Rauigkeit der Stripline-Oberfläche überträgt sich auf die Elemente, was vor allem in der perspektivischen Darstellung in (b) zu erkennen ist. Die Elemente besitzen einen Durchmesser von etwa $d = 1,6 \mu\text{m}$.

Im Vergleich zu den geätzten Strukturen weisen diese mittels EBL erzeugten Elemente am Rand eine Art Wulst auf. Auch die Stripline lässt an ihrem Rand eine Erhöhung erkennen. Ursache hierfür ist das Aufbringen von Schichtmaterial in eine Lackmaske: Wie in Kapitel 4.1.2 beschrieben, resultieren nach erfolgter Entwicklung Aussparungen bzw. Löcher in Form der gewünschten Nanostrukturen in der EBL-Lackschicht, welche durch den anschließenden Sputterprozess mit Schichtmaterial aufgefüllt werden (siehe hierzu Abb. 4.4). Bei vergleichsweise dicken Schichten häuft sich im Laufe der Beschichtung jedoch Schichtmaterial am Übergang zwischen Lackmaske und Aussparung an, was durch das unterschrittene Lackprofil nicht immer verhindert bzw. ausgeglichen werden kann. Hieraus resultiert eine Art Wulst bestehend aus überschüssigem Probenmaterial. Auch nach erfolgtem Lift-Off-Prozess bleiben diese Ränder bestehen. Die anschließenden Messungen haben jedoch gezeigt, dass dies in unserem Fall keine Auswirkungen auf das statische sowie das dynamische Verhalten der Proben besitzt. Abhilfe kann hierbei die Verwendung eines anderen Lacksystems sowie einer dickeren Lackschicht schaffen, wobei jedoch zeitintensive Tests notwendig sind, bei denen man die geeigneten Belichtungsparameter durch systematisches Ausprobieren ermitteln muss.

Anhand von Abb. 5.7 ist zudem der Rauigkeitsunterschied zwischen den Elementen auf der Stripline und denjenigen auf der Membran zu erkennen. Man kann deutlich beobachten, dass sich die Oberflächenrauigkeit der Stripline direkt auf die Strukturoberfläche überträgt, was vor allem in der perspektivischen Darstellung in Bild (b) erkennbar ist. Im Gegensatz dazu wirkt die Oberfläche der Elemente, welche direkt auf die Membran präpariert sind, weniger rau.

Die rasterelektronenmikroskopische Aufnahme der selben Probe in Abb. 5.8 zeigt neben kreisförmigen auch quadratische Geometrien. Der helle Kontrast der Elemente auf der Membran resultiert von elektrostatischen Aufladungseffekten, verursacht durch das elektrisch nicht leitende SiN_x . Die Stripline hingegen leitet die Elektronen zügig ab und verhindert eine solche Aufladung.

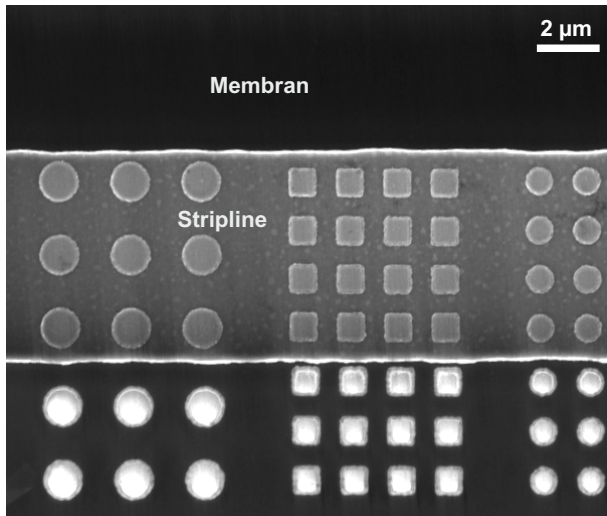


Abbildung 5.8: REM-Aufnahme der selben Probe wie in Abb. 5.7. Zu sehen sind kreisförmige sowie quadratische Strukturelemente verschiedener Größe, die zum einen auf die Stripline und zum anderen direkt auf die Membranoberfläche platziert wurden. Der helle Kontrast der Elemente auf der Membran resultiert von elektrostatischen Aufladungseffekten, verursacht durch das elektrisch nicht leitende SiN_x .

5.2 Wahl der Dicke der nichtmagnetischen Cu-Zwischenschicht

Ziel der nachfolgend durchgeführten SQUID-Messungen war es herauszufinden, ab welcher Dicke die Cu-Zwischenschicht des Dreischichtsystems Co/Cu/Py geschlossen vorliegt und somit keine direkte ferromagnetische Ankopplung der Schichtmagnetisierungen über Pinholes mehr auftritt. Denn nur zwei chemisch voneinander getrennt vorliegende ferromagnetische Materialien gewährleisten aussagekräftige Ergebnisse bezüglich einer systematischen Untersuchung des statischen sowie dynamischen Magnetisierungsverhalten der jeweiligen Schichten. Wie schon in Kapitel 3.3.2 erwähnt, wirkt sich das Benetzungsverhalten des nichtmagnetischen Zwischenschichtmaterials während der Schichterstellung stark auf die resultierenden Rauigkeiten der Ober- bzw. Grenzflächen aus und besitzt somit indirekt einen Einfluss auf die Art der Kopplung der beiden Schichtmagnetisierungen von Co bzw. Py.

5.2.1 SQUID-Messungen

Für die SQUID-Untersuchungen wurde eine Probencharge des Dreischichtsystems Co/Cu/Py mit variierender Cu-Zwischenschichtdicke auf massiven (100)Si-Einkristallsubstraten hergestellt. Da auch dieses Substratmaterial eine amorphe Oberfläche (in diesem Fall eine 50 nm dicke SiO₂-Schicht) besitzt, kann davon ausgegangen werden, dass die hier vorliegenden Gitterstrukturen bzw. Schichttexturen mit denen aus Kapitel 5.1.1 vergleichbar sind. Die beiden ferromagnetischen Co- und Py-Schichten besaßen jeweils eine Dicke von $t_{Co} = t_{Py} = 40$ nm, und diejenige der Cu-Zwischenschicht variierte zwischen $t_{Cu} = 1,1 - 2,4$ nm. Die Buffer- sowie die Deckschicht, welche das Schichtsystem zum Substrat und nach oben hin abschlossen, waren jeweils 5 nm dick.

Um ein deutliches Messsignal und somit ein hohes Signal-Rausch-Verhältnis (SNR, engl.: *Signal-to-Noise Ratio*) zu gewährleisten, wurden alle SQUID-Messungen bei einer Probertemperatur von $T = 40$ K durchgeführt. Es wurde die Magnetisierung als Funktion der Feldstärke bis maximal $H = \pm 10\,000$ Oe = ± 1 T aufgenommen.

Anhand der Hysteresekurve des Dreischichtsystems kann festgestellt werden, ob eine direkte ferromagnetische Ankopplung beider Schichten und somit bei Proben mit einer sehr geringen Cu-Dicke eine nicht vollständig geschlossene Zwischenschicht vorliegt. Denn Permalloy besitzt ein geringeres Koerzitivfeld als Kobalt, sodass die Magnetisierung der Py-Schicht bei Umkehrung des externen Magnetfeldes schon bei niedrigeren Feldstärken umklappt als diejenige der Co-Schicht. Dies macht sich in Form einer Stufe in der Hysteresekurve des Dreischichtsystems bemerkbar. Bei über Pinholes gekoppelten ferromagnetischen Schichten klappt jedoch die Magnetisierung des Gesamtsystems aufgrund der direkten Austauschwechselwirkung kollektiv in Richtung des äußeren Magnetfeldes um. Eine Stufe in der Hysteresekurve tritt in einem solchen Fall nicht auf, und ihre Form ähnelt derjenigen einer ferromagnetischen Einfachschicht.

Die Ergebnisse der durchgeführten SQUID-Messungen sind in Abb. 5.9 gezeigt. Hierbei wurde die normierte Magnetisierung M/M_S als Funktion der Stärke des extern angelegten Magnetfeldes aufgetragen.

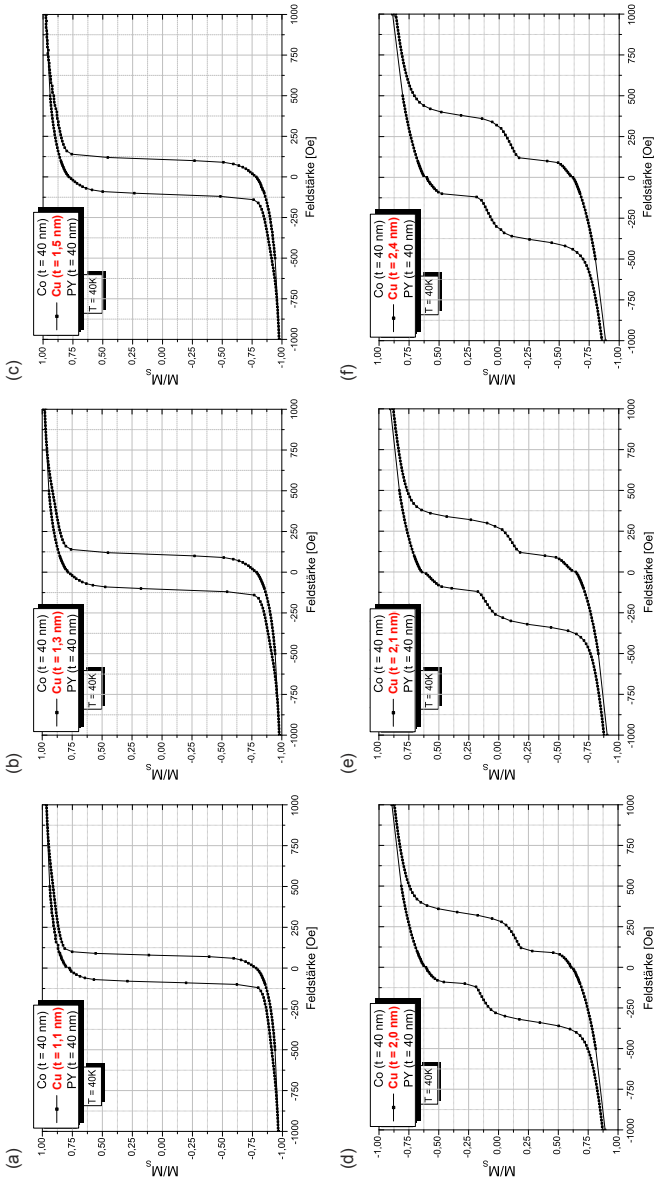


Abbildung 5.9: Resultate der SQUID-Messungen von sechs Schichtsystemen Co/Cu/Py mit variierender Cu-Zwischenschichtdicke von minimal $t_{Cu} = 1,1$ nm bis maximal $t_{Cu} = 2,4$ nm.

Die Hysteresekurven der Schichtsysteme mit Cu-Zwischenschichtdicken von $t_{Cu} = 1,1 \text{ nm}, 1,3 \text{ nm}$ sowie $1,5 \text{ nm}$ ähneln derjenigen einer ferromagnetischen Einfachschicht, weisen also keine Stufe auf. In all diesen drei Fällen beträgt die Koerzitivfeldstärke etwa $H_C = 110 \text{ Oe}$. Die Sättigung der Schichtmagnetisierung wird schon bei einer Feldstärke von etwa $H = 750 \text{ Oe}$ erreicht.

Betrachtet man nun jedoch die Hysteresekurven der Proben mit einer Cu-Zwischenschichtdicke von $t_{Cu} = 2,0 \text{ nm}, 2,1 \text{ nm}$ und $2,4 \text{ nm}$, so ist in diesen drei Fällen jeweils eine Stufe zu erkennen. Von einer hohen Feldstärke kommend ähnelt der Hysterese-Verlauf bis zur Stufe demjenigen der Proben mit $t_{Cu} \leq 1,5 \text{ nm}$. Bei einer Feldstärke von etwa $H_C(Py) = 115 \text{ Oe}$ scheint der Ummagnetisierungsvorgang der weichmagnetischen Py-Schicht abgeschlossen zu sein, und die Co-Schicht beginnt, ihre Schichtmagnetisierung parallel zum äußeren Feld auszurichten. Für sie kann eine Koerzitivfeldstärke von etwa $H_C(Co) = 375 - 400 \text{ Oe}$ ermittelt werden. Bei diesen letzteren drei Schichtsystemen finden also zwei unabhängig voneinander ablaufende Ummagnetisierungsprozesse statt.

Zusammenfassend kann gesagt werden, dass bei den für diese Arbeit hergestellten Proben mit einer Cu-Zwischenschichtdicke von $t_{Cu} \leq 1,5 \text{ nm}$ eine sehr starke ferromagnetische Ankopplung der beiden Schichten Co und Py existiert. Die Ursache hierfür liegt mit hoher Wahrscheinlichkeit an einer nicht vollständig geschlossenen Cu-Schicht, sodass eine direkte Austauschkopplung über Pinholes die Magnetisierungen beider Schichten kollektiv ausrichtet. Zwar könnte man hierfür auch die Oszillatorische Zwischenschichtaustauschwechselwirkung in Betracht ziehen⁶, jedoch ist dies bei Schichtrauigkeiten von mehr als der Dicke der Cu-Zwischenschicht (vergleiche Kap. 5.1.2) als eher unwahrscheinlich anzusehen. Denn nur bei sehr glatten und exakt planparallel ausgerichteten Grenzflächen wäre eine solch starke Kopplung zu realisieren. Die Koerzitivfeldstärke liegt mit etwa $H_C = 110 \text{ Oe}$ im Bereich der weichmagnetischen Py-Schicht, was erstaunlich ist, da ein Wert für H_C zu erwarten wäre, der zwischen demjenigen von Py und Co liegt.

Ab einer Cu-Zwischenschichtdicke von $t_{Cu} \geq 2,0 \text{ nm}$ weist die Stufe in

⁶wobei hier die vorliegende Cu-Dicke dem 1. FM-Maximum der Kopplungsstärke entsprechen müsste

der Hysteresekurve auf zwei unabhängig voneinander stattfindende Umagnetisierungsvorgänge hin, was auf nur schwach gekoppelte ferromagnetische Schichten hindeutet. Zuerst klappt bei etwa $H_C(Py) = 115$ Oe die weichmagnetische Py-Schicht und bei etwa $H_C(Co) = 375 - 400$ Oe die härter magnetische Co-Schicht in Richtung des äußeren Magnetfeldes um. Dies lässt darauf schließen, dass bei den für diese Arbeit präparierten Dreischichtsystemen ab einer Dicke von etwa 2 nm die Cu-Zwischenschicht geschlossen ist und eine starke direkte ferromagnetische Ankopplung von Co und Py über Pinholes ausgeschlossen werden kann.

Für Zwischenschichtdicken von mehr als 2 nm kann davon ausgegangen werden, dass die Wirkung der Oszillatorischen Austauschkopplung über die paramagnetische Zwischenschicht durch stets vorhandene Effekte wie dipolinduzierende Schichttraugigkeiten und vor allem durch die magneto-statische Streufeldkopplung überlagert wird. Denn wie schon in Kap. 3.3.2 erläutert wurde, ist der Einfluss dieser oszillatorischen Kopplung lediglich im Bereich des ersten AF-Maximums stark ausgeprägt, nimmt jedoch mit zunehmender Schichtdicke merklich ab. In [82, 83] wird beschrieben, dass die OIEC selbst bei glatten Grenzflächen ab einer Zwischenschichtdicke von $t = 2,6$ nm keinen experimentell nachweisbaren Einfluss mehr auf die Schichtmagnetisierungen besitzt.

Für die Probenchargen, welche im weiteren Verlauf dieser Arbeit am STXM auf ihr dynamisches Verhalten hin untersucht worden sind, wurde somit eine minimale Cu-Schichtdicke von 3 nm und eine maximale Dicke von 15 nm gewählt, um systematisch und elementselektiv das dynamische Verhalten der Vortextkern-Bewegung in beiden Schichten mit variierender Cu-Schichtdicke zu untersuchen.

5.3 Statische Magnetisierungsverteilung

Bevor die Schichtmagnetisierungen elementselektiv am STXM auf ihr dynamisches Verhalten hin untersucht wurden, war es wichtig, zuvor die Proben anhand statischer Aufnahmen der Magnetisierungsverteilung vorzucharakterisieren. Im Folgenden werden diese Ergebnisse vorgestellt.

5.3.1 Entmagnetisieren der Proben

Die ersten statischen Aufnahmen der in-plane-Magnetisierung zeigten, dass insbesondere bei einigen quadratischen Elementen anstelle einer Landau-Struktur ein undefinierter Mehrdomänenzustand vorlag, der beispielsweise einer sogenannten *Envelope*-Struktur bzw. einer Variation mit ausgeprägten Streifen- und Abschlussdomänen ähnelte. Zudem war eine Magnetisierungsverteilung zu beobachten, welche man sich aus zwei kombinierten Landau-Strukturen mit entgegengesetzter Zirkulation denken kann. Zwar existieren hier an den Kreuzungspunkten der Néel-Wände ebenfalls Vortices, jedoch sind solche Domänenkonfigurationen für die in dieser Arbeit angestrebten dynamischen Messungen ungeeignet. Denn systematische Untersuchungen der Resonanzfrequenzen bzgl. der gyrotropen Vortextkern-Mode sind nur an Proben sinnvoll, die einen einzelnen ausgeprägten und reproduzierbaren Vortextkern im Zentrum aufweisen.

In Abb. 5.10 sind drei verschiedene Mehrdomänenzustände skizziert, welche einigen der experimentell beobachteten Magnetisierungsverteilungen vor dem Entmagnetisieren recht nahe kommen..

Wie schon in Kap. 3.2.2 erläutert, strebt die Schichtmagnetisierung je nach Aspektverhältnis der präparierten Schichtelemente einen Ein-, Zwei- oder Mehrdomänenzustand an. Innerhalb eines gewissen Bereichs jedoch werden in quadratischen Elementen die gewünschten Landau-Strukturen favorisiert. Die Schichtdicken sowie die Strukturgrößen wurden für diese Arbeit so gewählt, dass die Landau-Konfiguration das absolute Minimum der Gesamtenergie darstellt.

Die zuvor beschriebenen metastabilen Mehrdomänenkonfigurationen des *as-sputtered*-Zustands entsprechen zwar jeweils einem lokalen Energieminimum, können jedoch derart beeinflusst werden, sodass sich daraus die angestrebte Landau-Struktur mit nur einem einzelnen Vortextkern ausbildet.

Dieses Ziel konnte mittels eines Entmagnetisierungsprozesses erreicht werden, bei dem die Probe einem 50 MHz in-plane-Wechselfeld ausgesetzt wurde, wobei sie nach kurzer Zeit bei angeschaltetem Feld allmählich aus diesem herausgenommen wurde. Dieser sich mit einer Rate von 50 MHz wiederholende Ummagnetisierungsvorgang ermöglicht das Über-

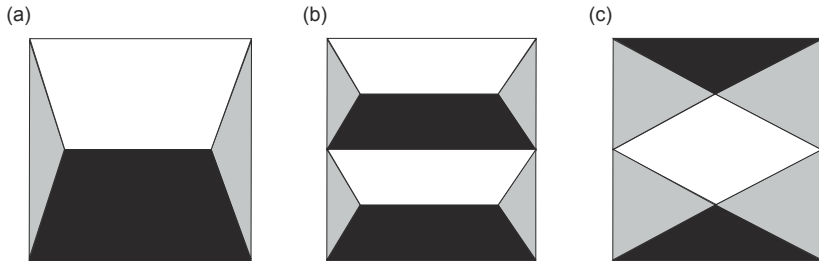


Abbildung 5.10: a) Envelope-Struktur, b) doppelte Envelope-Struktur mit Streifen- und Abschlussdomänen, c) Kombination aus zwei Landau-Strukturen mit jeweils entgegengerichteter Zirkulation. Bei dieser Magnetisierungsverteilung existieren an den Kreuzungspunkten der Néel-Wände Vortices.

winden von Energiebarrieren, sodass sich aus der aktuell vorliegenden Domänenkonfiguration neue, energetisch günstigere Zustände ausbilden können.

Bei ferromagnetischen Proben mit Abmessungen bzw. Geometrien nahe eines Übergangs vom einen Gleichgewichtszustand zum anderen können schon wenige Störungen bzw. magnetische Inhomogenitäten als sogenannte *Pinning Zentren* wirken, sodass die Domänenwand in ihrer aktuellen Lage fixiert bleibt. Ändert sich beispielsweise während des Strukturierungsprozesses die Geometrie der magnetischen Probe und wäre somit eine bestimmte Domänenkonfiguration die energetisch günstigste, muss bei der Existenz von *Pinning Zentren* zuerst die Energie zur Überwindung dieser rücktreibenden Kräfte aufgebracht werden, um die Domänenwand zu verschieben.

Die allmähliche Abschwächung des externen Wechselfeldes (hier realisiert durch das Herausnehmen der Probe aus dem Feld) versetzt die Probe schließlich in den Zustand mit der niedrigsten Gesamtenergie, was für die für diese Arbeit gewählten Probenmaße dem einfachen Vortex-Zustand entspricht. Da lediglich ein in-plane-Wechselfeld angelegt wurde, sollte dies auf die out-of-plane-Magnetisierung (Polarisation) des Vortexkerns keine Auswirkung haben.

In Abb. 5.11 ist die in-plane-Magnetisierung am Beispiel der Co-

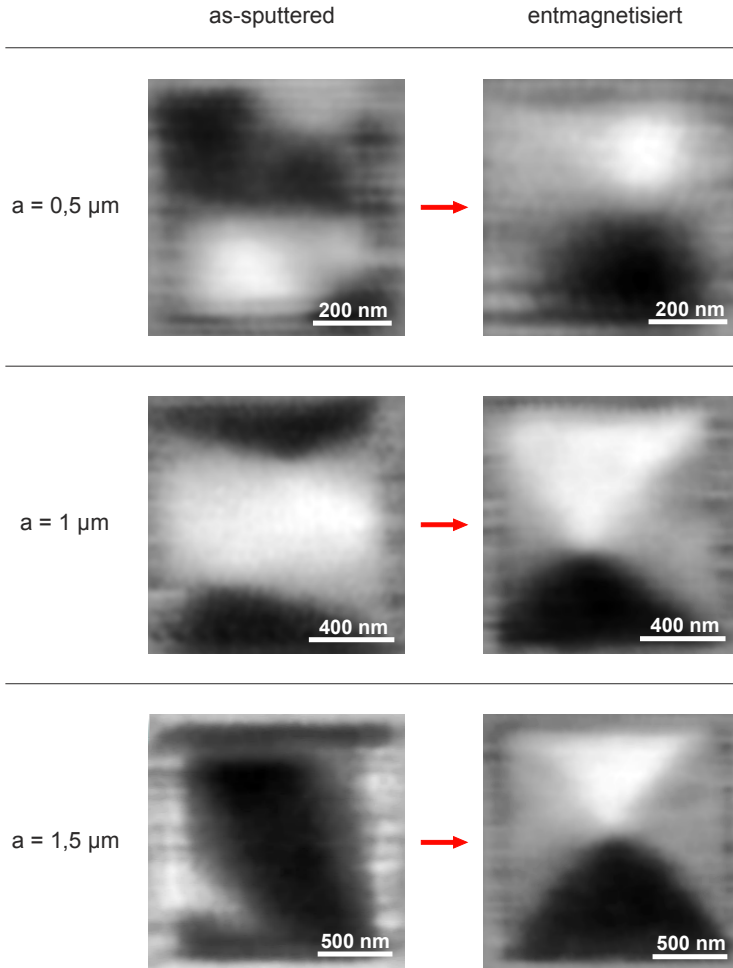


Abbildung 5.11: Es ist die in-plane-Magnetisierung der Co-Schicht im Stack Co/Cu/Py von quadratischen Strukturelementen mit einer Kantenlänge von $a = 0,5 \mu\text{m}$, $1 \mu\text{m}$ und $1,5 \mu\text{m}$ abgebildet. Die linke Spalte zeigt die Schichtmagnetisierung vor („as-sputtered“) dem Entmagnetisieren mittels eines 50 MHz-Wechselfeldes. Das kleinste Element (oben) weist im as-sputtered-Zustand vier unterschiedlich große Domänen auf und die größeren Quadrate jeweils Variationen einer Envelope-Struktur, wie dies in Abb. 5.10 skizziert ist. Nach dem Entmagnetisieren resultierte in allen Fällen eine Landau-Struktur (rechte Spalte).

Schicht von drei verschieden großen quadratischen Strukturelementen vor und nach dem Entmagnetisieren dargestellt. Die linke Spalte zeigt die Magnetisierungsverteilung von Schichtelementen mit einer Kantenlänge von $a = 0,5 \mu\text{m}$, $1 \mu\text{m}$ und $1,5 \mu\text{m}$ im metastabilen *as-sputtered*-Zustand, wobei das Quadrat mit $a = 0,5 \mu\text{m}$ vier unterschiedlich große Domänen und die größeren Quadrate jeweils Variationen einer *Envelope*-Struktur aufweisen. Rechts daneben sind die selben Elemente nach dem Entmagnetisieren gezeigt. Es ist deutlich zu erkennen, dass sich in allen drei Fällen die energetisch günstigen Landau-Strukturen mit jeweils nur einem Vortexkern ausgebildet haben. Im Folgenden wurden daraufhin alle Proben routinemäßig entmagnetisiert, bevor sie in die STXM-Kammer für die eigentlichen Messungen eingebaut worden sind.

Auffällig ist, dass die in der rechten Spalte von Abb. 5.11 gezeigten Landau-Strukturen keine exakt symmetrische Form aufweisen, also der Kreuzungspunkt, welcher den Ort des Vortexkerns repräsentiert, nicht exakt in der Probenmitte liegt. Wie aus weiter unten aufgeführten Simulationsergebnissen hervorgeht, tritt in Mehrfachsichtsystemen dieser laterale Shift des Kerns bzw. die Verzerrung der dreieckigsförmigen Domänen insbesondere dann auf, wenn die Vortexkern-Polarisationen in den beiden Schichten antiparallel zueinander orientiert sind. Ursache hierbei ist die Wechselwirkung der out-of-plane-Streifelder der beiden vertikal übereinander angeordneten Kerne, welche dazu führt, dass die Gleichgewichtslagen lateral gegeneinander verschoben werden, um eine energetisch günstigere Position einzunehmen. Es liegt also eine scheinbare laterale Abstoßung der beiden Vortexkerne vor. Da bei den hier abgebildeten Strukturelementen jedoch keine Ergebnisse bezüglich ihrer z-Komponente vorliegen, kann lediglich eine antiparallele Ausrichtung der beiden Polarisationen vermutet werden. Auch die oben erwähnten *Pinning*-Zentren können in Einfachschichten unter Umständen zu einem nicht exakt zentrierten Vortexkern führen.

5.3.2 Magnetisierungsverteilung einer Co-Einfachschicht

Permalloy-Einfachschichten wurden in der Vergangenheit ausgiebig auf ihre in-plane- sowie ihre out-of-plane-Magnetisierung hin untersucht

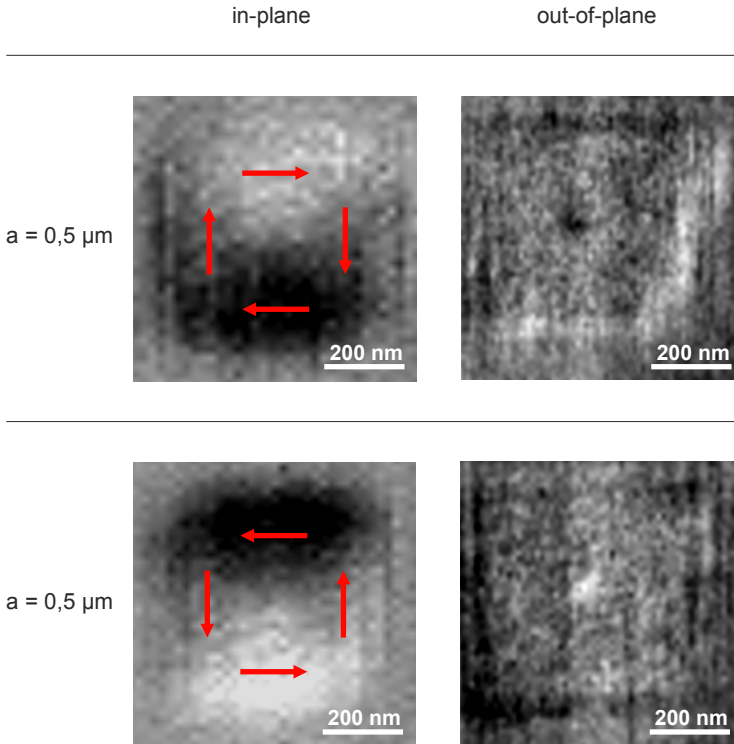


Abbildung 5.12: In-plane- (linke Spalte) sowie out-of-plane-Magnetisierung (rechte Spalte) zweier $0,5 \mu\text{m}$ großer quadratischer Elemente einer Co-Einfachschicht mit $t_{Co} = 50 \text{ nm}$. Das oben dargestellte Element besitzt eine Landau-Struktur mit einer im Uhrzeigersinn orientierten Zirkulation ($C = +1$), und aufgrund des dunklen/schwarzen Kontrasts im Zentrum der Struktur eine Vortexkern-Polarisation von $P = -1$. Das darunter gezeigte Element weist eine Zirkulation gegen den Uhrzeigersinn auf ($C = -1$) sowie aufgrund des hellen/weißen Kontrastes in der Probenmitte eine Polarisation von $P = +1$. Die Händigkeit der Magnetisierung ist in beiden Fällen gleich.

und statisch sowie dynamisch charakterisiert. Für Co-Einfachschichten hingegen sind in der Literatur nur wenige Informationen bezüglich ihrer Magnetisierungsverteilung zu finden. Um die Ergebnisse von gekoppelten Co-Schichten mit denjenigen von ungekoppelten Co-Einfachschichten vergleichen zu können, wurde neben dem Dreischichtsystem Co/Cu/Py zusätzlich eine Co-Einfachschicht mit einer Dicke von $t_{Co} = 50$ nm hergestellt und auf ihre Schichtmagnetisierung hin untersucht. Die Ergebnisse der statischen Charakterisierung bzgl. ihrer in-plane- sowie out-of-plane-Magnetisierung sind im Folgenden aufgeführt.

Abb. 5.12 zeigt zwei quadratische Strukturelemente mit einer Kantenlänge von jeweils $a = 0,5 \mu\text{m}$. In der linken Spalte ist die in-plane- und in der rechten Spalte die out-of-plane-Komponente abgebildet. Beide Elemente weisen eine symmetrische Landau-Struktur auf, jedoch besitzt diese im oben abgebildeten Quadrat eine Zirkulation im Uhrzeigersinn ($C = +1$) und die darunter gezeigte Landau-Struktur eine Zirkulation gegen den Uhrzeigersinn ($C = -1$).

Da der Umlaufsinn der in-plane-Magnetisierung unabhängig von der Polarisation P des Vortexkerns ist, kann somit nicht automatisch auf den Wert für P geschlossen werden. Die rechte Spalte lässt für das obere Element in dessen Zentrum einen dunklen/schwarzen XMCD-Kontrast erkennen, was auf einen Vortexkern mit negativer Polarisation ($P = -1$) hindeutet. Im unteren Quadrat ist der Kontrast im Zentrum hell/weiß, sodass hier eine Vortexkern-Polarisation von $P = +1$ vorliegt. Beide Elemente besitzen demnach die gleiche Händigkeit.

In Abb. 5.13 ist die z-Komponente der Magnetisierung dargestellt, sodass der Durchmesser des experimentell sichtbaren Vortexkerns in einer Co-Einfachschicht abgeschätzt werden kann. Hierbei wurden die Graustufenwerte des XMCD-Kontrasts aus Abb. 5.12 gegen die laterale Probenabmessung aufgetragen, sodass ein mittlerer Kerndurchmesser von etwa 32 nm (FWHM, engl.: *Full Width at Half Maximum*) ermittelt wurde. Dieser Wert entspricht jedoch nicht dem tatsächlichen Durchmesser der out-of-plane-Komponente, da dieses am STXM gewonnene Graustufenbild eine Faltung der Zonenplattengeometrie (welche gut durch eine Besselfunktion angenähert werden kann) mit der tatsächlich existierenden out-of-plane-Magnetisierungskomponente des Vortexkerns darstellt. Wie schon in Kap. 3.2.4 erläutert, besitzt dieser Wirbelkern

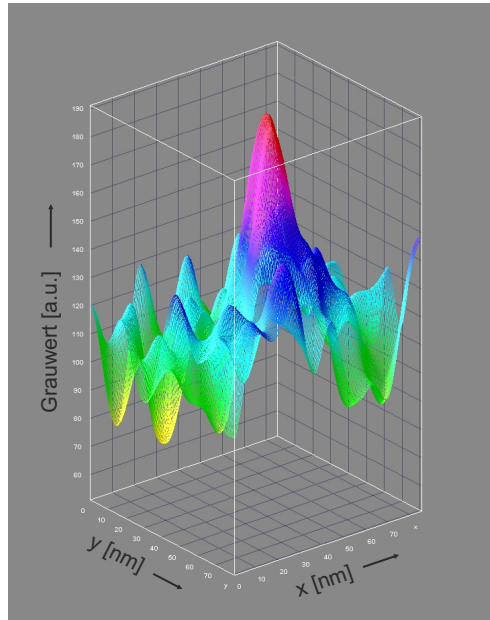


Abbildung 5.13: Ein auf Grundlage der Graustufenwerte des XMCD-Kontrasts erstellter 3D-Plot der out-of-plane-Magnetisierungskomponente einer 50 nm dicken Co-Einfachschicht. Die Grafik zeigt einen 80×80 nm großen Ausschnitt des Probenzentrums.

im Probenzentrum einen theoretischen Durchmesser, der in etwa im Bereich der zwei- bis dreifachen Austauschlänge des Demagnetisierungsfeldes l_d des jeweiligen ferromagnetischen Materials liegt. Für kubisches Kobalt entspräche dies einem theoretischen Kerndurchmesser von etwa 11 – 16 nm.

5.3.3 Parallel und antiparallel orientierte Landaustrukturen im Schichtsystem Co/Cu/Py

Die Zirkulation der Landau-Strukturen der jeweiligen Schichten innerhalb eines Elements gibt Aufschluss darüber, ob die durch die paramagnetische Cu-Zwischenschicht voneinander getrennten Schichtmagnetisierungen von Co und Py parallel (FM) oder antiparallel (AFM) orientiert sind. Liegt in beiden Schichten die gleiche Zirkulation vor, so handelt es sich um FM-orientierte Magnetisierungen und bei entgegengesetzter Zirkulation um eine AFM-Orientierung.

Abb. 5.14 zeigt beispielhaft zwei verschiedene Strukturelemente mit einer Kantenlänge von jeweils $a = 1,5 \mu\text{m}$. In der linken Spalte ist die in-plane-Magnetisierung der Co-Schicht und in der rechten Spalte diejenige der Py-Schicht zu sehen, wobei hier die Röntgenenergie auf die L_3 -Kante des Nickels eingestellt wurde und somit der XMCD-Kontrast vom Nickel herrührt⁷. Beide ferromagnetischen Schichten besitzen eine Dicke von $t_{Co} = t_{Py} = 50 \text{ nm}$. Das oben dargestellte Element zeigt deutlich eine AFM-Orientierung, wohingegen das darunter abgebildete eine FM-Orientierung besitzt.

Wie schon in Kapitel 5.2.1 erläutert wurde, kann man davon ausgehen, dass bei den für diese Arbeit hergestellten Dreischichtsystemen eine hauptsächlich streufeldinduzierte Kopplung vorherrscht, welche im Idealfall zu antiparallel orientierten Schichtmagnetisierungen führt. Die beiden hier abgebildeten Strukturelemente stammen von ein und derselben Probe, welche eine Zwischenschichtdicke von $t_{Cu} = 5 \text{ nm}$ besitzt und somit ein Einfluss der Oszillatorische Zwischenschichtaustauschkopplung ausgeschlossen werden kann. Auch hier wurde die Probe (wie alle nachfolgenden auch) vor dem Einbau in das STXM entmagnetisiert. Auch bei den Schichtsystemen mit Cu-Schichtdicken von $t_{Cu} > 5 \text{ nm}$ wurden auf ein und derselben Probe nicht nur AFM-, sondern vereinzelt auch FM-gekoppelte Elemente gefunden.

⁷Ein an der Absorptionskante des Eisens aufgenommene XMCD-Bild liefert prinzipiell das selbe Ergebnis für die Permalloy-Schicht. Obwohl der XMCD-Effekt aufgrund des größeren Röntgenabsorptionsquerschnitts von Fe deutlich höher ist als der von Nickel, resultiert aber aufgrund des im Vergleich zu Nickel wesentlich geringeren Fe-Gehalts ein deutlich kontrastärmeres Bild [84].

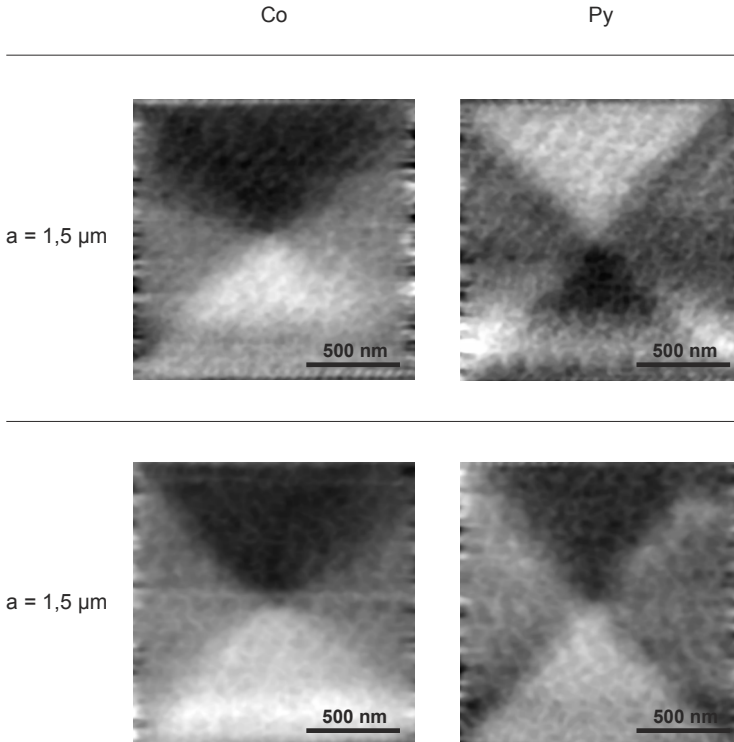


Abbildung 5.14: AFM-orientierte (oben) und FM-orientierte (unten) Landau-Strukturen im Dreischichtsystem Co(50 nm)/Cu(5 nm)/Py(50 nm). Die beiden Elemente besitzen jeweils eine Kantenlänge von $a = 1,5 \mu\text{m}$ und befinden sich auf ein und derselben Probe. Die linke Spalte zeigt die in-plane-Magnetisierung der jeweiligen Co-Schicht, und die Bilder in der rechten Spalte wurden an der Ni-L₃-Kante der Permalloyschicht aufgenommen.

Da man bei der hier vorliegenden Cu-Dicke von einer geschlossenen Zwischenschicht ausgehen kann, besteht die einzige Erklärung für das Auftreten von ferromagnetisch gekoppelten Schichtmagnetisierungen im Auftreten von korrelierten Schichttraugigkeiten, wie es in Kap. 3.3.2 anschaulich erläutert wurde. Zwar übt die magnetostatische Wechselwirkung stets eine treibende Kraft auf die Schichtmomente aus, so dass sie bestrebt sind, sich antiparallel zu orientieren. Doch es scheint bei einigen Strukturelementen die Wirkung der lokal im Bereich der Cu-Zwischenschicht auftretenden Dipolmomente zu dominieren, sodass nicht exakt glatte Grenzflächen die Schichtmagnetisierungen parallel zueinander ausrichten.

Die Kopplungsausrichtung über eine Zwischenschicht ist also nicht immer vorhersagbar bzw. eindeutig reproduzierbar. Edelstein [85] weist sogar darauf hin, dass bei identischen Schichtparametern und verwendetem Substratmaterial alleine die Beschichtungsmethode zu unterschiedlich gekoppelten Schichtmagnetisierungen führen kann. So betrachtet er das Multischichtsystem $[\text{Co}/\text{Cu}(2,1\text{ nm})]_n$, welches bei der Herstellung mittels Ionenstrahl-Sputtern eine FM-Kopplung und mittels Magnetron-Sputtern eine AFM-Kopplung aufweist.

5.3.4 Mikromagnetische Simulationen der statischen Magnetisierungsverteilung im System Co/Cu/Py

Neben den experimentell am Röntgenmikroskop gewonnenen Ergebnissen wurden mikromagnetische Simulationen mit Hilfe des *OOMMF*- bzw. *MagPar*-Programm-Codes durchgeführt. Hierfür wurden die in Tabelle 5.2 aufgelisteten Materialparameter verwendet, wobei für Permalloy die Kristallanisotropiekonstante K_1 zu Null gesetzt wurde. Leider sind für Kobalt in seiner kubischen Modifikation nur wenige übereinstimmende Daten bezüglich der magnetischen Parameter in der Literatur zu finden [86, 87, 88].

Markante Unterschiede zwischen den beiden Materialien Co und Py sind zum einen die größere Austauschkonstante A des Kobalts und dessen nicht zu vernachlässigende kubische Anisotropiekonstante K_1 , was sich in einer etwas geringeren Austauschlänge l_d für Kobalt bemerkbar macht. Die Wahl der verwendeten Maschenweite ist ein Kompromiss aus

Parameter	Permalloy (fcc)	Kobalt (fcc)
M_S [A/m]	$0,955 \cdot 10^6$	$1,6 \cdot 10^6$
A [J/m]	$1,3 \cdot 10^{-11}$	$3 \cdot 10^{-11}$
K_1 [J/m ³]	0	$8,9 \cdot 10^4$
l_d [nm]	5,9	5,4
$\alpha^{(*)}$	0,1 / 0,01	0,1 / 0,01
Maschenweite ^(**) [nm]	5 / 3	5 / 3

Tabelle 5.2: Verwendete Materialparameter für die mit den Programm-Codes *OOMMF* sowie *MagPar* durchgeführten mikromagnetischen Simulationen: Sättigungsmagnetisierung M_S , Austauschkonstante A , Anisotropiekonstante K_1 , Austauschlänge des Demagnetisierungsfeldes l_d , Dämpfungparameter α

(*) für Relaxation in den Grundzustand / für dynamische Anregung.

(**) *MagPar* / *OOMMF*

Ortsauflösung und tolerierbarem Rechenaufwand. Mit einer Weite von 3 nm (*OOMMF*) bzw. 5 nm (*MagPar*) ist die Bedingung erfüllt, dass sie kleiner sein muss als der Wert für die Austauschlänge.

Im Falle der mittels *OOMMF* durchgeführten Simulationen bestand das in Würfel diskretisierte Probenvolumen aus zwei vertikal übereinander angeordneten Einfachschichten mit den Abmessungen von 501 nm \times 501 nm \times 51 nm je Schichtgeometrie. Um den Rechenaufwand der mittels *MagPar* durchgeführten Simulationen in einem akzeptablen Rahmen zu halten, besaß das dort in Tetraeder aufgeteilte Volumen in diesem Fall die Ausmaße von 400 nm \times 400 nm \times 40 nm je Schichtgeometrie, was jedoch dem gleichen Aspektverhältnis entspricht.

Die beiden Einfachschichten des im Folgenden dargestellten Schichtsystems waren durch einen 2 nm dünnen Spalt voneinander getrennt, welcher die Dicke der Cu-Zwischenschicht simulierte. In Abb. 5.15 sind die verwendeten Geometrien abgebildet. Die Materialparameter wurden

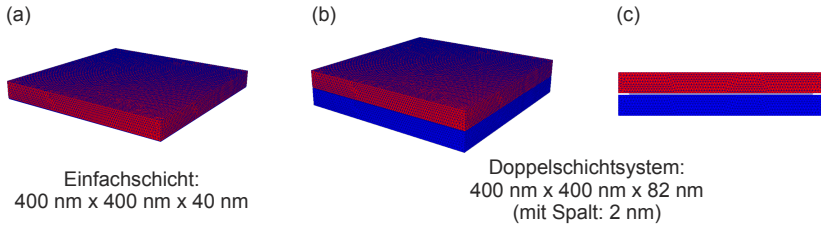


Abbildung 5.15: Die für die mittels des MagPar-Programmcodes durchgeführten mikromagnetischen Simulationen verwendeten diskretisierten Volumina: a) Einfachschicht mit den Abmessungen 400 nm × 400 nm × 40 nm. b) und c) Zwei vertikal übereinander angeordnete Einfachschichten, die durch einen 2 nm dünnen Vakuumschlitz voneinander separiert sind. Der unteren Schicht wurden die magnetischen Materialparameter des fcc-Co, und der oberen Schicht diejenigen des Py zugeordnet.

den beiden Schichten entsprechend zugeordnet, wohingegen das Volumen des Spaltes als Vakuum angenommen wurde.

Zur Erläuterung der nachfolgend aufgeführten Simulationsergebnisse bezüglich der statischen Schichtmagnetisierungen ist exemplarisch in Abb. 5.16 ein Beispiel gegeben, anhand dessen das prinzipielle Zustandekommen der mit M_x relaxiert gekennzeichneten Magnetisierungsverteilung kurz erläutert werden soll. Hierbei wurde die Konfiguration $C = parallel$ und $P = parallel$ angenommen.

Betrachtet man lediglich eine 40 nm dicke Einfachschicht separat, so ergab sich jeweils für die in-plane-Magnetisierung erwartungsgemäß eine symmetrische Landau-Struktur, wie es in der linken Spalte von Abb. 5.16 zu sehen ist. Mit M_x unrelaxiert ist also die Magnetisierung der Co- bzw. Py-Einfachschicht bezeichnet, welche jeweils separat als Einzel-System berechnet wurde. Dagegen zeigt die rechte Spalte das Ergebnis, welches nach dem vertikalen Stapeln der beiden Schichten resultierte. Die Bezeichnung M_x relaxiert soll andeuten, dass hier nicht mehr zwei getrennte Systeme vorliegen, sondern die beiden Einfachschichten zu einem neuen Gesamtsystem zusammengefügt und anschließend die Schichtmagnetisierungen erneut berechnet wurden.

Abbildung 5.17 liefert eine Übersicht der Ergebnisse der relaxierten

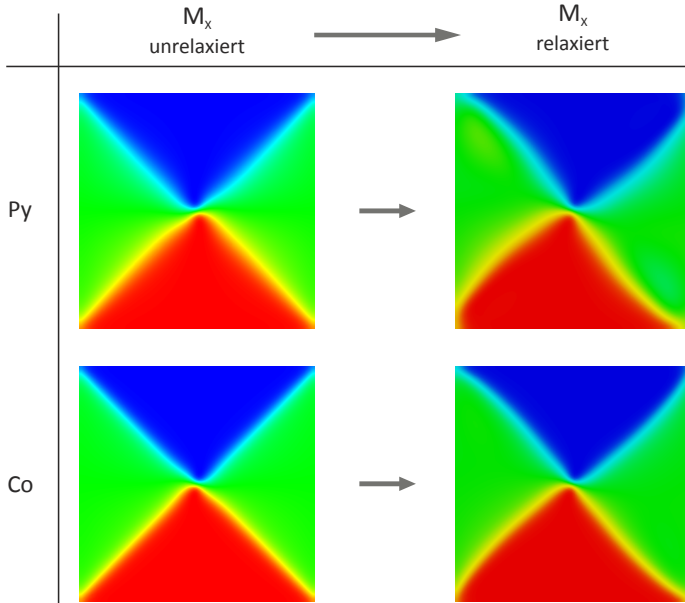


Abbildung 5.16: Zur Erläuterung der nachfolgend aufgeführten Simulationsergebnisse: Dargestellt ist in der linken Spalte die statische in-plane-Magnetisierungskomponente der jeweiligen 40 nm dicken Einzelschichten (bezeichnet mit " M_x unrelaxiert"). Die rechte Spalte zeigt das Ergebnis für den Fall, dass die Co- und die Py-Einzelschicht vertikal übereinander angeordnet sind und die Magnetisierungsverteilung neu berechnet wurde (bezeichnet mit " M_x relaxiert"). Hierbei wurde die Konfiguration $C = \text{parallel}$ und $P = \text{parallel}$ als Beispiel genommen.

Schichtmagnetisierungen. In der jeweils linken Spalte ist die in-plane (mit M_x bezeichnet) und in der jeweils rechten Spalte die dazugehörige out-of-plane-Magnetisierungskomponente (mit M_z bezeichnet) dargestellt.

In der linken Bildhälfte von Abb. 5.17 sind die beiden möglichen Fälle für FM-gekoppelte Landau-Strukturen zu sehen. Dabei fällt auf, dass die Domänen der Landau-Strukturen deutlich verformt bzw. global verdreht sind. Diese Verformung scheint für die Landau-Struktur innerhalb der Py-Schicht stärker auszufallen als bei der härtermagnetischen Co-Schicht.

Betrachtet man die out-of-plane-Magnetisierung, so ist erwartungsgemäß der Kerndurchmesser in der Py-Schicht größer als derjenige der Co-Schicht. Dies lässt sich anhand der geringeren Austauschlänge von Co leicht verstehen. Zudem erfährt der Vortextkern im Falle von $P = \textit{antiparallel}$ eine laterale Verschiebung aus der Probenmitte heraus, was darauf hindeutet, dass die Kerne der jeweiligen Schichten einen lateralen Abstand voneinander bevorzugen. Auch das lässt sich verstehen, wenn man die am Ort der Vortextkerne senkrecht aus der Probenebene heraustretenden Streufelder mit in Betracht zieht. Beim System mit gleicher Kern-Polarisation ist dahingegen kein lateraler Shift der z-Komponente zu beobachten.

Des Weiteren scheint sich die antiparallel orientierte Polarisation der Kerne zugleich auf das Ausmaß der Verzerrung der Landau-Strukturen auszuwirken. Vor allem die Domänen der Py-Schicht zeigen im kernnahen Bereich neben der globalen Verdrehung zusätzliche Auswölbungen, welche in etwa mit der vertikalen Position des sich darunter befindlichen Py-Vortextkerns übereinstimmen. Das lässt vermuten, dass das out-of-plane-Streufeld der zentralen z-Komponente der Co-Schicht mit der in-plane-Magnetisierung der Py-Schicht in Wechselwirkung tritt. Dahingegen ist anhand der Bilder eine direkte Beeinflussung des Py-Kerns auf die Landau-Struktur der Co-Schicht nicht eindeutig nachzuweisen.

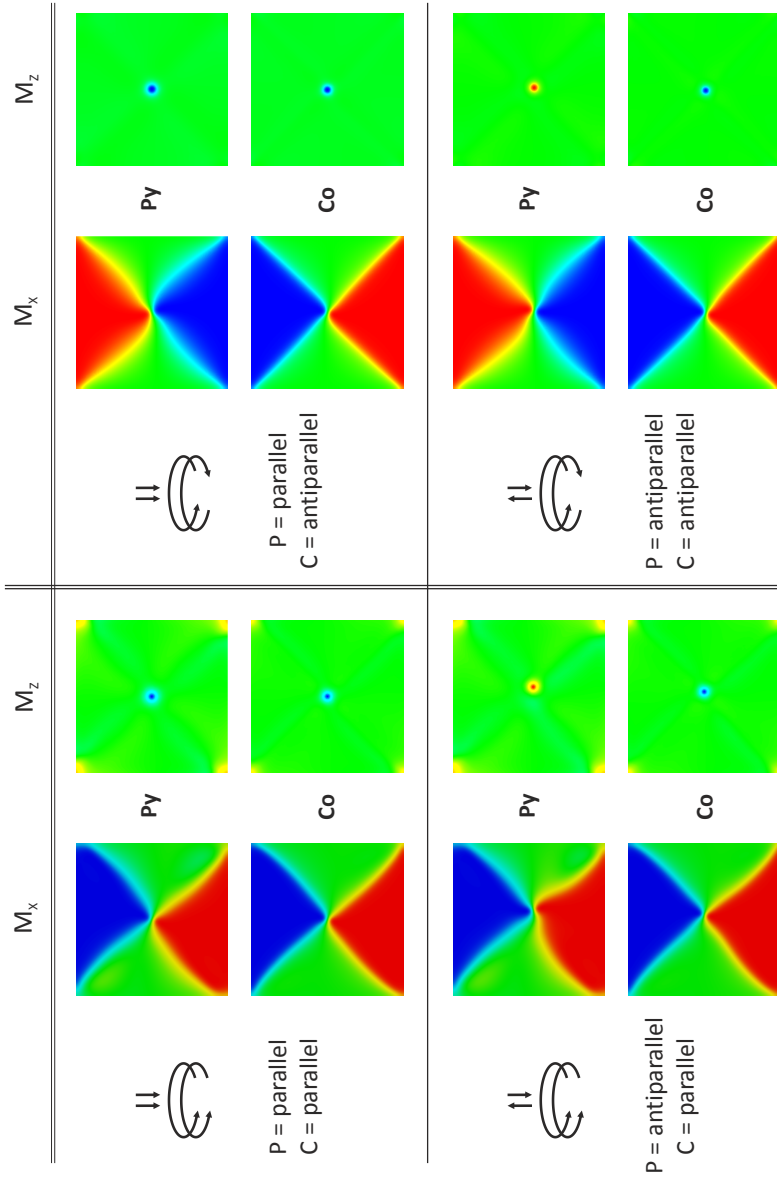


Abbildung 5.17: Simulationsergebnisse der statischen in-plane- sowie out-of-plane Magnetisierungsverteilung für alle möglichen Konfigurationen von P und C .

Die rechte Bildhälfte von Abb. 5.17 zeigt die beiden Konfigurationen, welche sich bei antiparalleler Zirkulation ergeben. Sehr auffällig ist für den Fall mit $C = \textit{antiparallel}$ und $P = \textit{parallel}$, dass die Landau-Struktur der Co-Schicht im Vergleich zu der Konfiguration mit $C = \textit{parallel}$ und $P = \textit{antiparallel}$ beinahe unverzerrt erscheint. Lediglich im zentrumsnahen Bereich ist für den oben in der Abbildung dargestellten Fall eine leichte Unregelmäßigkeit zu erahnen. Die Verformung der Py-Domänen fällt deutlich geringer aus verglichen mit den FM-gekoppelten Schichten.

Bei Betrachtung der out-of-plane-Komponente ist auch hier wieder ein etwas größerer Vortexkern-Durchmesser in der Py-Schicht zu erkennen, jedoch resultiert hier für den Fall $P = \textit{antiparallel}$ im Vergleich zu den Schichten mit gleicher Zirkulation ein deutlich geringerer lateraler Shift der Kernpositionen.

Die Erklärung für die deutlich geringere Verzerrung der in-plane-Magnetisierung sowie der geringere laterale Shift der Kerne lässt sich auf eine niedrigere Streufeldenergie in den AFM-gekoppelten Schichtsystemen zurückführen. Aufgrund der magnetostatischen Wechselwirkung sind die Schichtmagnetisierungen ab einer bestimmten Zwischenschichtdicke dazu bestrebt, sich antiparallel zueinander auszurichten (siehe hierzu Kap. 3.3.2). Betrachtet man die übereinanderliegenden Domänen der jeweiligen Landau-Strukturen, so ist hier genau dieser Sachverhalt erfüllt.

Die senkrechte Streufeldkomponente bei ungleich polarisierten Vortexkernen übt zwar, ebenso wie bei den FM-gekoppelten Schichtmagnetisierungen, eine repulsive Kraft aus, jedoch beeinflusst dies die wesentlich stabilere in-plane-Magnetisierung im Vergleich zu FM-gekoppelten Schichten nur minimal. Dahingegen reicht diese Abstoßung der Kerne im Falle von FM-gekoppelten Schichten aus, um einen lateralen Shift der ohnehin schon destabilen Domänen zu bewirken.

5.3.5 Gesamtenergie der unterschiedlichen Magnetisierungskonfigurationen

Die soeben ausgeführten Erläuterungen führen zu der Erkenntnis, dass diesen vier verschiedenen Fällen der Magnetisierungsausrichtung unterschiedliche Gesamtenergien zugeordnet werden können. Auf Grundlage der Simulationsergebnisse wurde neben den Bilddarstellungen eine Auftragung der einzelnen Energiebeiträge sowie der Gesamtenergien erstellt, was in Abb. 5.18 zu sehen ist. Hierbei bestätigt sich die zuvor angesprochene Vermutung:

- Das Schichtsystem mit FM-gekoppelten in-plane-Magnetisierungen besitzt die höchste Gesamtenergie. Die Darstellung veranschaulicht auch die Energiedifferenz, welche aufgrund von parallel bzw. antiparallel polarisierten Vortextkernen resultiert.
- Energetisch deutlich günstiger ist die Konfiguration mit entgegengesetzter Zirkulation, wobei die niedrigste Gesamtenergie das System mit $C = antiparallel$ und $P = parallel$ aufweist.

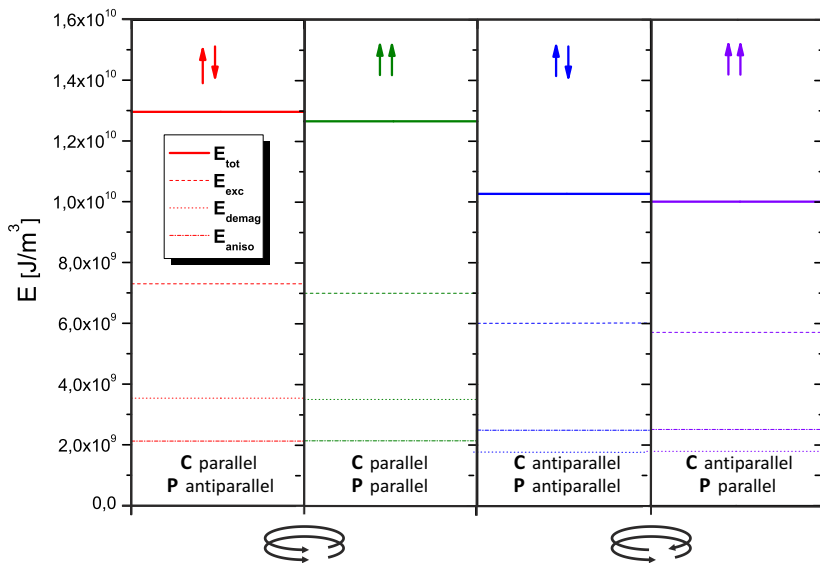


Abbildung 5.18: Auftragung der einzelnen Energiebeiträge sowie der Gesamtenergien für die vier unterschiedlichen Konfigurationen. Für den Fall, dass $C = \text{parallel}$ und $P = \text{antiparallel}$ orientiert ist, ist die Gesamtenergie des Systems maximal. Die niedrigste Gesamtenergie weist das System mit $C = \text{antiparallel}$ und $P = \text{parallel}$ auf.

5.4 Dynamische Eigenschaften des Dreischichtsystems Co/Cu/Py

Im Folgenden werden die Ergebnisse der dynamischen *Pump-and-Probe*-Experimente aufgeführt und erläutert, welche am STXM (BESSY II, Berlin) durchgeführt wurden. Hierbei wurden mithilfe der durch die Stripline generierten in-plane-Magnetfeldpulse die ferromagnetischen Vortexstrukturen beider Schichten aus ihrer ursprünglichen Gleichgewichtslage ausgelenkt und somit, wie in Kap. 3.4.2 beschrieben, zu einer gyrotropen Rotation um diese Ursprungsposition angeregt.

Alle Proben bzw. die sich darauf befindlichen Nanostrukturen wurden mit den selben Anlagen auf gleiche Art und Weise hergestellt und besaßen ein identisches Aspektverhältnis der jeweiligen ferromagnetischen Co- bzw. Py-Schichtstrukturen. Die Dicke der Einzelschichten lag stets bei nominell $t_{Co} = t_{Py} = 50$ nm. Es wurden Elemente vermessen, welche eine Kantenlänge (bei quadratischen Elementen) bzw. einen Durchmesser (bei kreisförmigen Elementen) von nominell jeweils $a = 0,5 \mu\text{m}$ besaßen, sodass für das Aspektverhältnis ein Wert von

$$\beta = \frac{t}{r} = 0,2 \tag{5.1}$$

resultierte. Hierbei ist $r = \frac{a}{2}$ die halbe Kantenlänge bzw. der halbe Durchmesser des Strukturelements. Nimmt man an, dass Ungenauigkeiten bei der Probenpräparation zu einer maximalen Abweichung der lateralen Elementgröße von $a = (500 \pm 50)$ nm führen können, so folgt für das Aspektverhältnis $\beta = 0,2 \pm 0,02$.

Um das dynamische Verhalten in Abhängigkeit der Dicke der Cu-Zwischenschicht zu untersuchen, variierte diese schrittweise von $t_{Cu} = 3 - 15$ nm. Tabelle 5.3 liefert einen Überblick über die nominellen Schichtdicken der dynamisch angeregten Proben.

Schichtparameter	t_{Co} [nm]	t_{Cu} [nm]	t_{Py} [nm]
Schichtdicken	50	3	50
	50	5	50
	50	7,5	50
	50	10	50
	50	15	50

Tabelle 5.3: Nominelle Schichtdicken der für die dynamischen Messungen hergestellten Proben.

5.4.1 Experimentelle Ermittlung der Zirkulation sowie der Polarisation der Co- und der Py-Schicht

Die Zusammenstellungen in Abb. 5.19 sowie in Abb. 5.20 zeigen die Ergebnisse sowohl der in-plane- als auch der out-of-plane-Messungen der fünf dynamisch angeregten Strukturelemente. Die Cu-Schichtdicke beträgt $t_{Cu} = 3$ nm, 5 nm, 7,5 nm, 10 nm und 15 nm.

Zu Beginn wurde unter einem Kippwinkel von 30° die statische in-plane-Magnetisierungsverteilung der jeweiligen Schichten aufgenommen und somit die Zirkulation C bestimmt. Die Ergebnisse sind in der linken Spalte der beiden Abbildungen unter der Überschrift „in-plane (statisch)“ aufgeführt. Wie schon zuvor erwähnt, wurden alle Proben vor dem Einbau in das Röntgenmikroskop entmagnetisiert. Es ist lediglich die Zirkulation der beiden Schichten relativ zueinander von Interesse.

Unter der Spaltenüberschrift „out-of-plane (dynamisch)“ rechts daneben ist die dynamische Vortexkernbewegung jeweils als chronologisch angeordnete Bildfolge der Einzelframes dargestellt. Da hierfür die Probe senkrecht zum einfallenden Röntgenstrahl eingebaut wurde, stammt der Kontrast lediglich von der out-of-plane-Komponente der Schichtmagnetisierung. Um eine ausreichend hohe Ortsauflösung zu erzielen, wurde bei allen dynamischen Messungen in die Mitte des Elements bzw. an den Ort des Vortexkerns fokussiert und somit der Messbereich in

5.4 Dynamische Eigenschaften des Systems Co/Cu/Py

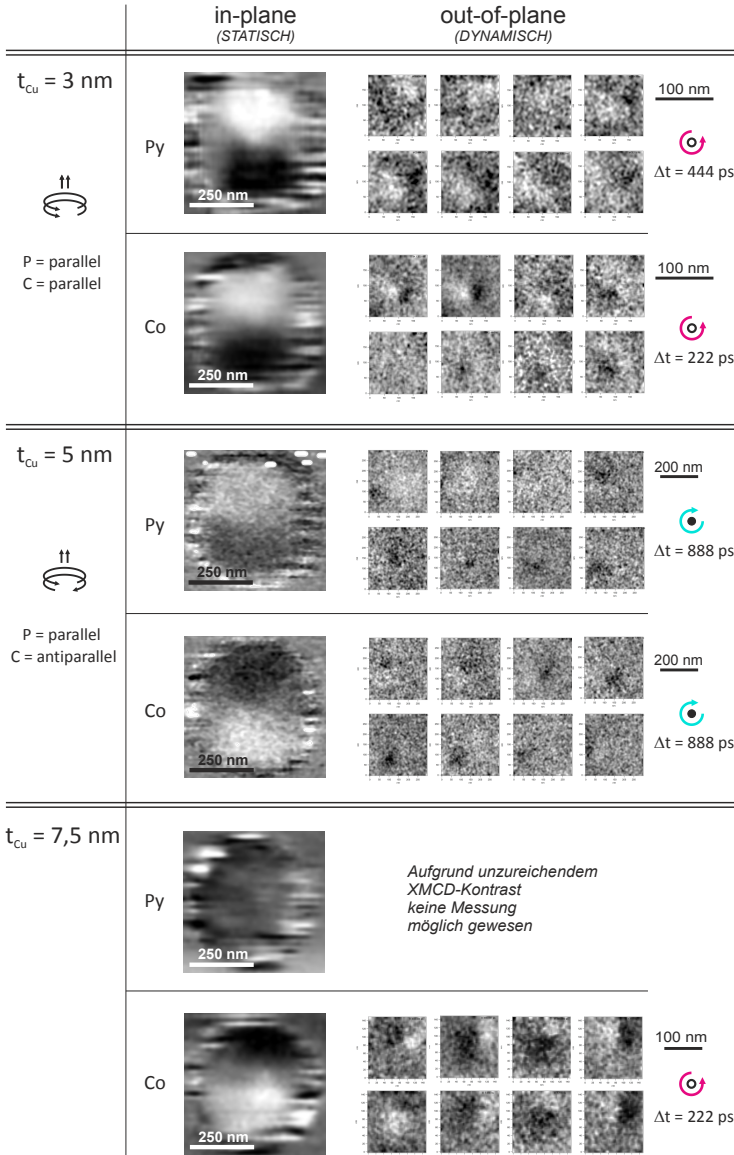


Abbildung 5.19: Ergebnisse zur Ermittlung der Zirkulation C sowie der Polarisation P der Proben mit $t_{Cu} = 3 \text{ nm}$ bis $7,5 \text{ nm}$.

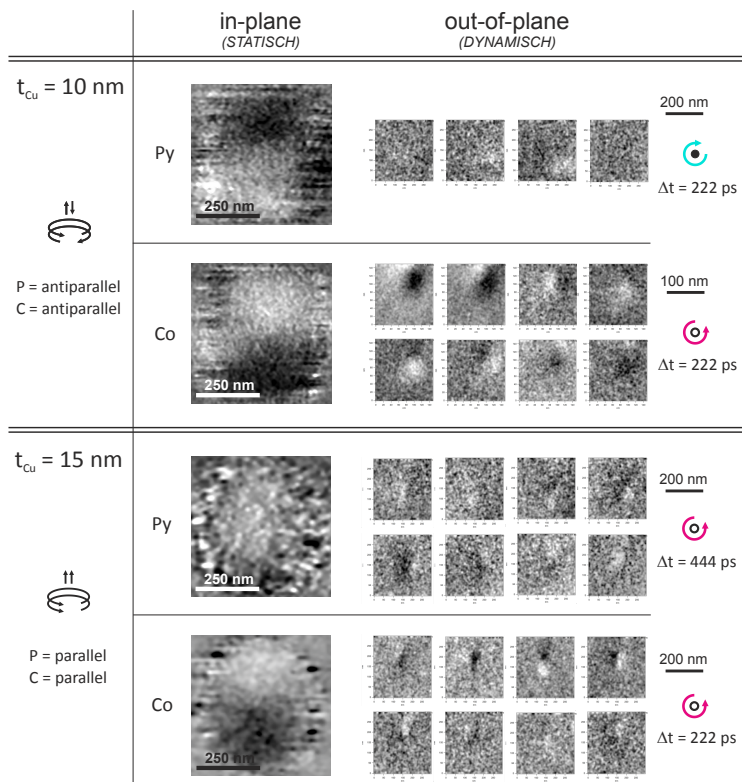


Abbildung 5.20: Ergebnisse zur Ermittlung der Zirkulation C sowie der Polarisation P der Proben mit $t_{Cu} = 10 \text{ nm}$ und 15 nm .

diesem Falle auf $(200 \times 200) \text{ nm}^2$ eingeschränkt. Jede dieser dargestellten Bildfolge ist aus dem dazugehörigen Movie entnommen, welches während einer dynamischen Messung erstellt wurde. Die Zeitauflösung beträgt hierbei $\Delta t = 222 \text{ ps}$. Dies entspricht demnach auch dem zeitlichen Abstand der einzelnen Frames eines Movies. Das Kriterium für die Bilderauswahl und somit die Anordnung der in Abb. 5.19 und Abb. 5.20 dargestellten Bildfolgen bestand jedoch darin, die Vortexkernbewegung in Form von Einzelbildern gut erkennbar wiederzugeben⁸. Aus diesem Grund entspricht der zeitliche Abstand der hierfür ausgewählten Einzelbilder nicht immer der maximalen Zeitauflösung. Im Falle der Probe mit $t_{Cu} = 3 \text{ nm}$ beispielsweise beträgt er für die Permalloy-Schicht $\Delta t = 444 \text{ ps}$. Hier wurde also nur jeder zweite Frame des Movies für die Bildfolge verwendet.

Bei der Probe mit einer Cu-Zwischenschichtdicke von $t_{Cu} = 3 \text{ nm}$ liegen in beiden Schichten jeweils Landaustrukturen vor, und es kann eindeutig eine FM-Kopplung beobachtet werden. Dies ist am linken Rand in der Darstellung in Abb. 5.19 durch die übereinander angeordneten, gleich orientierten elliptischen Pfeilbögen symbolisiert und zusätzlich mit „C = parallel“ gekennzeichnet. Obwohl die Vortexkerne in beiden Schichten annähernd im Zentrum der Struktur liegen, besitzen beide Landaustrukturen leicht verzerrte Domänen und erscheinen somit nicht exakt symmetrisch. In beiden ferromagnetischen Schichten ist ein heller Kontrast zu erkennen, welcher gegen den Uhrzeigersinn rotiert⁹. Zwar zeigt die Bildfolge sowie das Movie neben einem weißen zusätzlich einen deutlich ausgeprägten dunklen Kontrast, welcher ebenfalls gegen den Uhrzeigersinn rotiert. Jedoch kann der dunkle Kontrast anhand des Movies als *Dip* identifiziert werden, der sich aufgrund der Bewegung des Vortexkerns ausbildet. Am rechten Rand der Zusammenstellung ist der Drehsinn und somit die Kernpolarisation zusätzlich durch einen pinken Pfeilbogen gegen den Uhrzeigersinn (CCW, *counter clockwise*) und

⁸In den dazugehörenden Movies, die in dieser Arbeit natürlich nicht dargestellt werden können, lässt sich die Rotation sowie der Drehsinn wesentlich einfacher erkennen.

⁹Wie auch im Falle von Py-Einfachschichten gilt nach der Konvention, dass ein heller Kontrast als ein nach oben gerichteter Vortexkern interpretiert wird. Dies entspricht der *Rechten-Hand-Regel*, bei der ein nach *oben* gerichteter Vortexkern *gegen* den Uhrzeigersinn rotiert.

einen weißen Kreis gekennzeichnet. Mit der Beschriftung „P = parallel“ am linken Rand kommt die gleichorientierte Vortexkernpolarisation in beiden Schichten zum Ausdruck.

Das kreisförmige Element mit $t_{Cu} = 5$ nm (Abb. 5.19, Mitte) zeigt deutlich AFM-gekoppelte Vortexstrukturen in der Co- bzw. Py-Schicht und somit antiparallel orientierte Zirkulationen. Die Vortexkernpositionen in beiden Schichten scheinen vertikal beinahe exakt übereinander zu liegen. Die dynamischen Messergebnisse weisen aufgrund der in beiden Schichten dunklen Kontraste und des gleichen Drehsinns im Uhrzeigersinn auf eine parallele, negative Vortexkernpolarisation hin.

Im Falle der Probe mit $t_{Cu} = 7,5$ nm (Abb. 5.19, unten) konnten aussagekräftige Ergebnisse lediglich für die Co-Schicht gewonnen werden, da die Messungen an der Ni-Absorptionskante des Permalloys keinen ausreichenden magnetischen Kontrast lieferten. Ob die Ursache an der untersuchten Struktur oder aber an der Beamline-Einstellung bei BESSY II zum Zeitpunkt der Messung lag, konnte nicht aufgeklärt werden. Das Bild der statischen in-plane-Magnetisierung der Co-Schicht zeigt eine ausgeprägte Vortexstruktur, wobei der Kern nicht exakt im Zentrum des kreisförmigen Strukturelements liegt, sondern lateral nach oben rechts verschoben ist. Anhand der Bildfolge, bestehend aus acht Einzelbildern des Movies, lässt sich deutlich ein sich CCW drehender weißer Kontrast erkennen, der von einem dunklen Dip begleitet wird. Der Co-Schicht lässt sich demnach ein Vortexkern mit positiver Polarisation zuordnen, dessen Rotationssinn gegen den Uhrzeigersinn gerichtet ist.

Im Falle des Schichtsystems mit $t_{Cu} = 10$ nm (Abb. 5.20, oben) liegen antiparallel orientierte Zirkulationen vor, was an den AFM-gekoppelten Landaustrukturen beider Schichten deutlich zu erkennen ist. Im Unterschied zu der Probe mit $t_{Cu} = 3$ nm sowie der Probe mit $t_{Cu} = 5$ nm erscheinen die Vortexkernpositionen lateral etwas gegeneinander verschoben, liegen also vertikal nicht exakt übereinander. Die dynamische Messung an der Ni-Absorptionskante ergab einen sich im Uhrzeigersinn drehenden dunklen Kontrast. Aufgrund des bei dieser Messung recht schwachen XMCD-Kontrasts besteht die Bildfolge aus lediglich vier Einzelbildern. Der helle Kontrast des Dips dominiert in diesen vier Darstellungen über den dunklen Kontrast des Kerns. Deutlich ist hingegen in der Co-Schicht die Rotation des positiv polarisierten, hell

erscheinenden Vortextkerns gegen den Uhrzeigersinn zu erkennen. Bei diesem Element liegen also antiparallele Zirkulationen sowie antiparallel orientierte Kernpolarisationen vor. Letztere führen automatisch zu entgegengesetzt rotierenden Kernbewegungen sowie einem lateralen Shift der statischen Vortextkern-Gleichgewichtslagen.

Bei der Probe mit der dicksten Cu-Zwischenschicht mit $t_{Cu} = 15$ nm (Abb. 5.20, unten) zeigt die Co-Schicht bezüglich ihrer in-plane-Magnetisierung eine deutliche Vortexstruktur, wohingegen die Py-Schicht einen sehr geringen magnetischen Kontrast liefert. Dennoch kann auch hier das Vorhandensein einer Vortexstruktur angenommen werden, da anhand der dynamischen Untersuchungen deutlich ein Vortextkern und dessen Gyration gemessen werden konnte. Die in-plane-Magnetisierungen weisen gleiche Zirkulationen auf, wobei die Kernpositionen beider Schichten lateral deutlich voneinander getrennt vorliegen. Der Kern der Py-Schicht ist stark in Richtung des unteren Probenrandes verschoben, wohingegen derjenige der Co-Schicht beinahe exakt zentral liegt. Die Messungen des dynamischen Verhaltens zeigen jeweils CCW gyrierende, positiv polarisierte Vortextkerne. Die Zirkulationen sowie die Polarisationen sind hier demnach beide parallel orientiert.

Diskussion: Zirkulation und Polarisation der Co- und der Py-Schicht

Die Messungen der statischen in-plane-Magnetisierung bei einer Probenneigung von 30° gegen den einfallenden Röntgenstrahl zeigen, dass nach dem Entmagnetisierungsprozess in allen Elementen und Schichten Vortex- bzw. Landaustrukturen zu finden sind. Ausgenommen ist die Py-Schicht des kreisförmigen Elements mit $t_{Cu} = 7,5$ nm, bei der aufgrund eines zu geringen magnetischen Kontrasts keine Aussage über die Schichtmagnetisierung getroffen werden kann.

Auffällig sind bei der Probe mit $t_{Cu} = 10$ nm die lateral gegeneinander verschobenen Vortextkernpositionen in den beiden ferromagnetischen Schichten. Vergleicht man dies mit der kreisförmigen Probe mit $t_{Cu} = 5$ nm, so liegen dort die Kerne beinahe exakt vertikal übereinander. Hier kann also experimentell sehr anschaulich die repulsive bzw. attraktive Wechselwirkung zwischen entgegengesetzt bzw. gleich polarisierten Vortextkernen nachgewiesen werden. Auch bei der Betrachtung des

Schichtsystems mit $t_{Cu} = 3$ nm ist das Vorliegen symmetrischer Vortexstrukturen in beiden Schichten mit jeweils zentrierten Kernpositionen in Verbindung mit gleich polarisierten Kernen markant.

Betrachtet man die gegenseitige Ausrichtung der in-plane-Magnetisierungen, so wird bei zwei Systemen eine FM-Kopplung und ebenfalls zweimal eine AFM-Kopplung beobachtet. Bei einem System kann hierüber keine Aussage getroffen werden. Auch Wintz et al. beschreibt in [89], dass bei Dreischichtsystemen bestehend aus den Materialien Co/Cu/Py, bei denen die Schichtmagnetisierungen vorwiegend über ihr Streufeld miteinander in Wechselwirkung treten, beide Kopplungsarten auftreten können. Betrachtet man allerdings die Auftragung der Gesamtenergie in Abb. 5.18, so wäre im Falle einer reinen Streufeldkopplung eigentlich eine bevorzugte AFM-Kopplung der Schichtmagnetisierung zu erwarten. Aufgrund der recht deutlichen Energiedifferenz zwischen AFM- und FM-gekoppelten Schichtsystemen sollten demnach bei einer repräsentativen Stichprobe deutlich mehr AFM-gekoppelte Elemente zu finden sein. In realen Proben ist hier allerdings der nicht zu vernachlässigende Beitrag der Schichtrauigkeiten zur Ausrichtung der Schichtmagnetisierungen mit in Betracht zu ziehen.

Die leicht verzerrten Landaustrukturen im System mit $t_{Cu} = 3$ nm könnten ihre Ursache in der parallel gekoppelten in-plane-Schichtmagnetisierung haben. Wie auch die Ergebnisse der Simulationen in Abb. 5.17 zeigen, liegt auch hier eine Verformung der Domänen bei FM-gekoppelten Schichtsystemen vor. Die für die dortige Simulation angenommene Cu-Schichtdicke von 2 nm kommt dem hier betrachteten System mit $t_{Cu} = 3$ nm recht nahe.

Anhand der aufgenommenen Movies der dynamischen out-of-plane-Messungen kann in allen Fällen eine eindeutige Aussage über den Drehsinn der Vortexkernbewegung getroffen werden. Auf den ersten Blick nicht immer eindeutig scheint hingegen der Kontrast der Kernpolarisation zu sein. Denn aufgrund eines sehr stark ausgeprägten Dips tritt oftmals neben einem intensiven dunklen ein ebenso intensiver heller Kontrast auf. Die Konvention hilft hier, die korrekte Polarisation zu bestimmen: Ein positiv polarisierter Kern rotiert stets gegen den Uhrzeigersinn. Definiert man einen hellen Kontrast als positiv, so resultiert aus der Rotationsrichtung automatisch die Kernpolarisation.

Betrachtet man die Ausrichtung der Kernpolarisationen P innerhalb eines Dreischichtsystems, so weist ein System eine antiparallele und drei Systeme eine parallele Orientierung der Polarisationen auf. Der Energiebetrachtung zufolge sind aufgrund der Verringerung der Streufeldenergie letztere energetisch begünstigt. Hier sollte bei einer großen Stichprobe die Mehrheit aller Schichtsysteme die Konfiguration $P = \textit{parallel}$ aufweisen. Dies gilt nach Abb. 5.18 für FM- sowie für AFM-gekoppelte Schichtmagnetisierungen. Da insbesondere die Proben mit der dünnsten Cu-Schicht ($t_{Cu} = 3 \text{ nm}$ und 5 nm) die energetisch günstigere Konfiguration $P = \textit{parallel}$ aufweisen, kann davon ausgegangen werden, dass vor allem bei geringen Zwischenschichtdicken aufgrund des geringeren vertikalen Kernabstandes parallele Kernpolarisationen bevorzugt werden.

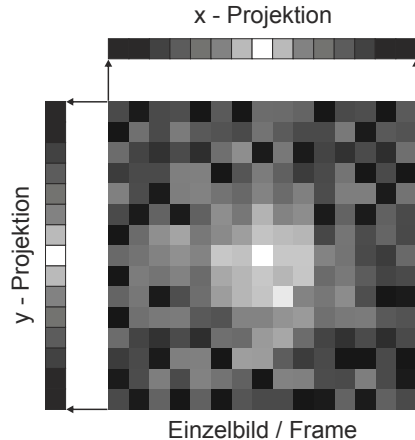
5.4.2 Experimentelle Ermittlung der Resonanzfrequenzen der gyrotropen Mode im System Co/Cu/Py

Um die jeweilige Resonanzfrequenz der gyotropen Vortextkern-Mode ermitteln zu können, wurden die bei jeder dynamischen Einzelmessung erstellten Movies ausgewertet. Ziel hierbei war es, den Beginn und das Ende einer Periode der Vortextkern-Gyration so exakt wie möglich zu bestimmen und somit die Periodendauer T zu ermitteln. Da die Zeitauflösung $\Delta t = 222 \text{ ps}$ dem zeitlichen Abstand der einzelnen Frames eines Videos entspricht, ergibt die Multiplikation der Frame-Anzahl für eine Umdrehung n mit der Zeitauflösung Δt die Periodendauer T . Die Kehrwertbildung führt direkt zur Resonanzfrequenz f :

$$f = \frac{1}{T} = \frac{1}{n \cdot \Delta t} \quad (5.2)$$

Die einfachste Möglichkeit, um eine Gyrationperiode zu ermitteln, bestünde darin, das Movie abzuspielen und Anfangs- und Endzeitpunkt einer bzw. mehrerer vollständigen Perioden abzuschätzen. Wesentlich eleganter ist jedoch eine Darstellung des Movies, bei der die Graustufenwerte aller Pixel jedes 2-dimensionalen Frames auf die x-Achse sowie auf die y-Achse projiziert werden.

Abbildung 5.21: Veranschaulichung des Zustandekommens der Projektions-Darstellung anhand eines skizzierten Einzelframes. Diese Darstellung dient zur exakten Auswertung der Movies, um die Periodendauer der gyrotropen Vortexkern-Mode und somit die Resonanzfrequenz ermitteln zu können.



In Abb. 5.21 ist dieser Vorgang exemplarisch anhand einer Skizze veranschaulicht. Hier ist ein 2-dimensionales Einzelbild (entspricht einem Frame) der out-of-plane-Magnetisierung mit der Auflösung von 15×15 Pixel dargestellt. Projiziert man nun die Graustufenwerte auf die x- bzw. die y-Achse, so erhält man jeweils eine 1-dimensionale Linie, wobei jedem der 15 Punkte auf dieser Linie ebenfalls ein Grauwert zugeordnet wird. Befindet sich beispielsweise ein hell erscheinender Vortexkern exakt im Zentrum des Bildes (des Frames), so werden den Punkten, die um die Mitte der 1-dimensionalen Projektions-Linie angeordnet sind, helle Grauwerte zugeordnet. Stellt man diese Linie als Streifen dar, so entspricht jeder Streifen einem Frame des Movies. In unserem skizzierten Beispiel hätte dieser Streifen für jede Achse 15 Pixel.

Ordnet man nun diese Streifen chronologisch sortiert übereinander an, so gelangt man zu den Projektions-Darstellungen, wie sie in den Abb. 5.22 und Abb. 5.23 zu sehen sind. Somit kann die Ordinate in jeder Projektions-Darstellung ebenso mit der Zeit skaliert werden. Da die Zeitauflösung, sprich der zeitliche Abstand zwischen den einzelnen Frames, mit $\Delta t = 222 \text{ ps}$ bekannt ist, lässt sich anhand der Auswertung der sinusförmigen Muster sehr exakt die Periodendauer der Gyration und somit die jeweilige Resonanzfrequenz ermitteln. Eine Übersicht über die bei den dynamischen Messungen verwendeten Anregungsparameter

wie die Pulsdauer T_{Puls} sowie die Magnetfeldamplitude B_{Puls} ist im Anhang in Tabelle [A.1](#) gegeben.

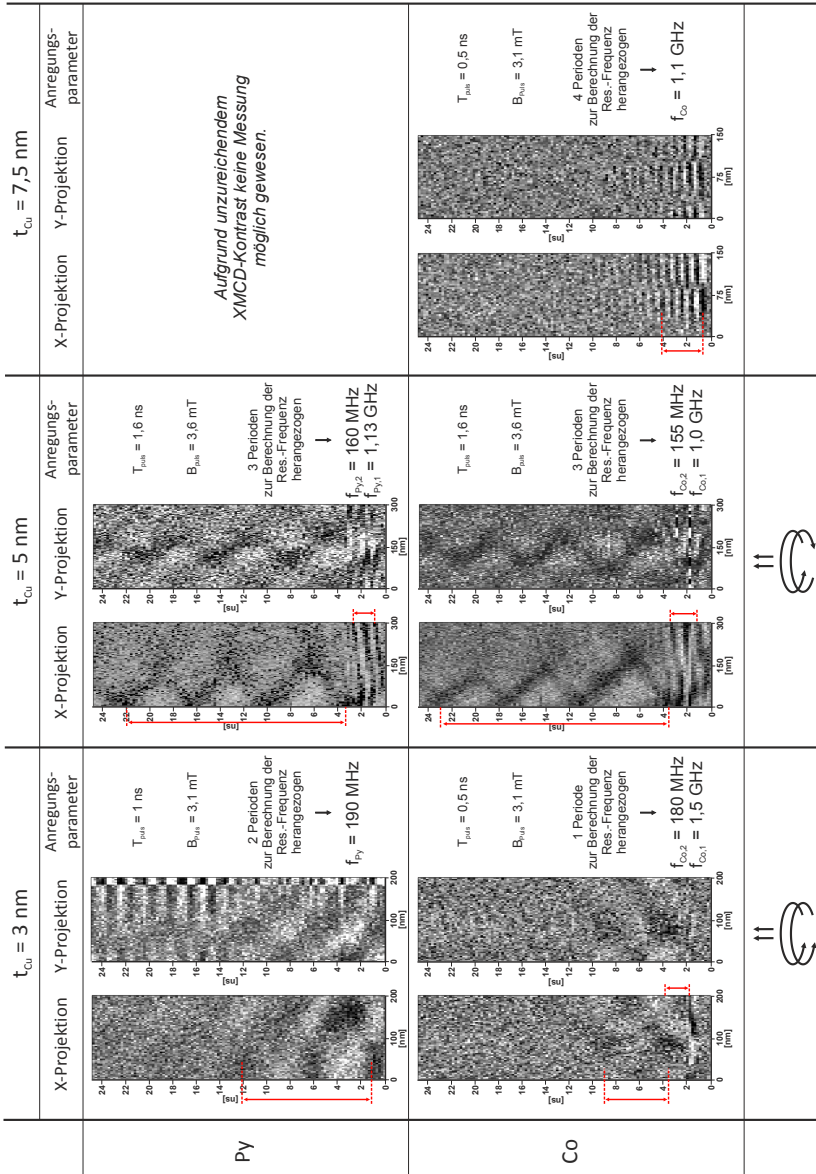


Abbildung 5.22: Projektions-Darstellungen der dynamischen Messergebnisse zur Berechnung der jeweiligen Resonanzfrequenzen. Die Cu-Zwischenschichtdicke beträgt hier 3 nm, $t_{Cu} = 5 \text{ nm}$ und $7,5 \text{ nm}$.

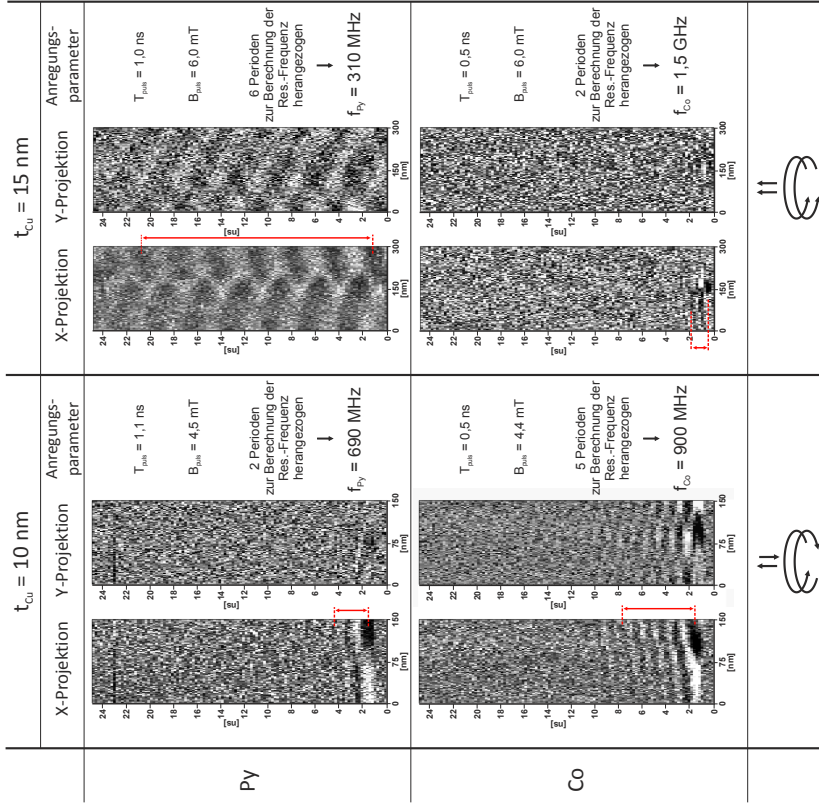


Abbildung 5.23: Projektions-Darstellungen der dynamischen Messergebnisse zur Berechnung der jeweiligen Resonanzfrequenzen. Die Cu-Zwischenschichtdicke beträgt hier 10 nm und 15 nm.

Die Messergebnisse der Proben mit einer Cu-Zwischenschichtdicke von $t_{Cu} = 3$ nm, 5 nm und 7,5 nm sind in Abb. 5.22 aufgeführt. Hierbei ist neben den Projektions-Darstellungen der Movies zusätzlich angemerkt, anhand wie vieler gut erkennbarer Perioden und somit Anzahl der Frames die zugehörige Resonanzfrequenz berechnet worden ist. Die Zeitauflösung, und somit der zeitliche Abstand zwischen den einzelnen Frames, betrug bei allen Messungen $\Delta t = 0,222$ ns. Zudem sind die Anregungsparameter wie die Pulsdauer T_{Puls} und die Pulsamplitude B_{Puls} angegeben. Die Ergebnisse der jeweiligen Schichtsysteme sind spaltenweise angeordnet, wobei in der oberen Zeile jeder Spalte die Resultate der Permalloy-Schicht und darunter diejenigen der Co-Schicht zu sehen sind. Die Projektions-Darstellung ist so aufgebaut, dass horizontal der laterale Messbereich in Nanometern aufgetragen ist und vertikal die einzelnen Frames chronologisch übereinander angeordnet sind, sodass die y-Achse den Zeitverlauf darstellt.

Die Gyrationbewegung des Vortexkerns erscheint in dieser Darstellung als sinusförmiges Muster. Obwohl im Falle der Probe mit $t_{Cu} = 3$ nm beide Vortexkerne eine positive Polarisation aufweisen und somit einen hellen Kontrast liefern, ist zusätzlich eine dunkle sinusförmige Kurve zu erkennen, welche vom bereits erwähnten Dip herrührt. Dieser bewegt sich synchron und mit gleicher Winkelgeschwindigkeit mit dem Kern um die Gleichgewichtslage, jedoch mit einer Phasendifferenz von 180° . Die Stelle mit dem stärksten Kontrast repräsentiert den Zeitpunkt der Puls-Anregung. Dieser wurde in allen Projektions-Darstellungen nachträglich relativ so verschoben, dass er jeweils am unteren Bildrand zu liegen kommt¹⁰. Die Pulsdauer T_{Puls} betrug bei den dynamisch durchgeführten Experimenten zwischen 0,5 ns – 1,6 ns.

Bei der Py-Schicht der Probe mit $t_{Cu} = 3$ nm ist anhand von zwei Perioden eine Resonanzfrequenz von $f_{Py} = 190$ MHz ermittelt worden. Diejenige des Vortexkerns der Co-Schicht weicht mit $f_{Co} = 180$ MHz nur unwesentlich davon ab. Berücksichtigt man zum einen die Ablesungengenauigkeit und zum anderen die Zeitauflösung von $\Delta t = 222$ ps, so ergibt

¹⁰Da für jede Einzelmessung das Ereignis der Puls-Anregung zu einem individuellen Zeitpunkt stattfand, ist eine absolute zeitliche Zuordnung der Frames bzgl. des Anregungszeitpunkts nicht möglich. Somit führt ein kollektives Verschieben der chronologischen Abfolge der Frames zu keinem neuen Ergebnis.

sich für diese Probe mit der dünnsten Cu-Zwischenschicht $f_{Py} \simeq f_{Co}$.

Die allmähliche Abschwächung der Intensität des Sinus-Musters zeigt anschaulich die Dämpfung, welche die Gyration im zeitlichen Verlauf nach der Pulsanregung erfährt. Obwohl dieser Effekt in beiden Schichten deutlich wird, scheint die Vortexbewegung in der Co-Schicht einer stärkeren Dämpfung zu unterliegen als in der Py-Schicht. Aus diesem Grund konnte zur Berechnung der Frequenz der Co-Schicht auch nur eine Periode herangezogen werden.

Die Probe mit einer Zwischenschichtdicke von $t_{Cu} = 5$ nm und einer Konfiguration von $P = \textit{parallel}$ sowie $C = \textit{antiparallel}$ (Abb. 5.22, mittlere Spalte) zeigt ebenso wie die Probe mit $t_{Cu} = 3$ nm eine gemeinsame Resonanzfrequenz für beide ferromagnetische Schichten. Die Projektions-Darstellungen lassen in beiden Schichten ein dunkles, sinusförmiges Kontrastmuster erkennen, welches auf eine nur sehr geringe dämpfende Wirkung der Gyration hindeutet. Aus diesem Grund kann in beiden Fällen eine große Anzahl an Frames für die Frequenzberechnung berücksichtigt werden. Der negativ polarisierte Vortexkern gyriert in der Py-Schicht mit $f_{Py,2} = 160$ MHz und in der Co-Schicht mit $f_{Co,2} = 155$ MHz. Somit gilt auch hier (im Rahmen der Mess- bzw. Ablesegenauigkeit): $f_{Py,2} \simeq f_{Co,2}$.

Direkt nach dem Zeitpunkt der Pulsanregung erscheint in der Projektions-Darstellung neben der soeben beschriebenen Bewegungsmode ein zusätzliches sinusförmiges Kontrastmuster. Dieses stammt von einer Gyrationbewegung des Kerns, welche mit $f_{Py,1} = 1130$ MHz bzw. $f_{Co,1} = 1000$ MHz eine um beinahe den Faktor 10 höhere Resonanzfrequenz besitzt und der niederfrequenten Bewegungsmode überlagert ist. Die Amplitude der hochfrequenten Mode erscheint größer als diejenige der niederfrequenten zu sein, wobei jedoch nach etwa 3-4 Perioden der dazugehörige Kontrast kaum noch zu erkennen ist. Auch bezüglich dieser hochfrequenten Gyrationmode liegt eine starke Korrelation der Frequenzwerte der einzelnen Schichten vor. Eine ähnliche Beobachtung lässt sich auch für das zu Beginn beschriebene System mit $t_{Cu} = 3$ nm machen, jedoch ist in diesem Fall die hochfrequente Mode wesentlich weniger intensiv ausgeprägt, und das Kontrastmuster ist lediglich in der Projektionsdarstellung der Co-Schicht sichtbar. Hierbei kann anhand von drei Perioden eine Hochfrequenz von $f_{Co,1} = 1500$ MHz ermittelt

werden.

Für die Resonanzfrequenz der Co-Schicht wird im Schichtsystem mit der 7,5 nm dicken Cu-Schicht anhand von vier Gyrationen eine Frequenz von $f_{Co} = 1,1$ GHz ermittelt. Informationen bezüglich der Py-Schicht liegen aufgrund eines unzureichenden XMCD-Kontrasts nicht vor.

Abb. 5.23 zeigt die Messergebnisse der beiden Proben mit einer Cu-Zwischenschichtdicke von $t_{Cu} = 10$ nm und 15 nm. Für die Py-Schicht im System mit $t_{Cu} = 10$ nm kann aufgrund der deutlich ausgeprägten Dämpfung lediglich anhand von zwei Umdrehungen eine Frequenz von $f_{Py} = 690$ MHz berechnet werden. Die Dämpfung in der Co-Schicht scheint weniger stark ausgeprägt zu sein, sodass fünf deutlich erkennbare Perioden zu einer Frequenz von $f_{Co} = 900$ MHz führen. Somit unterscheiden sich die beobachtbaren Resonanzfrequenzen der beiden Schichten deutlich voneinander: $f_{Py} \neq f_{Co}$.

Betrachtet man das Schichtsystem mit der dicksten Cu-Zwischenschicht, so fällt hier die sehr hohe Resonanzfrequenz der Co-Schicht ins Auge. Zwar können anhand der Projektions-Darstellung nur zwei vollständige Gyrationen deutlich erkannt werden, jedoch lässt sich eine Frequenz von etwa $f_{Co} = 1,5$ GHz abschätzen und liegt somit deutlich bei über einem Gigahertz. Die Projektions-Darstellung der Py-Schicht deutet auf eine weitaus weniger stark gedämpfte Gyration des Vortexkerns hin. Es kann recht genau eine Resonanzfrequenz von $f_{Py} = 310$ MHz angegeben werden.

In Abb. 5.24 sind die experimentell ermittelten Resonanzfrequenzen in einem Diagramm in Abhängigkeit der Cu-Zwischenschichtdicke aufgetragen. Die schwarzen Quadrate kennzeichnen die Frequenzen der Co-Schichten und die roten Kreise diejenigen der Py-Schichten. Die zugehörigen Konfigurationen bezüglich P und C sind durch (Kreis-) Pfeile gekennzeichnet. Zudem sind durch die gestrichelten horizontalen Linien die anhand mikromagnetischer Simulationen ermittelten Resonanzfrequenzen einer Co- sowie einer Py-Einfachschicht markiert. Hierfür wurden quadratische Einfachschichtelemente des jeweiligen ferromagnetischen Materials, wie sie in Kap. 5.3.4 beschrieben und in Abb. 5.15 links gezeigt sind, mittels eines in-plane Magnetfeldpulses mit einer Pulslänge von $T_{Puls} = 1$ ns und eine Feldamplitude von $B_{Puls} = 8$ mT angeregt.

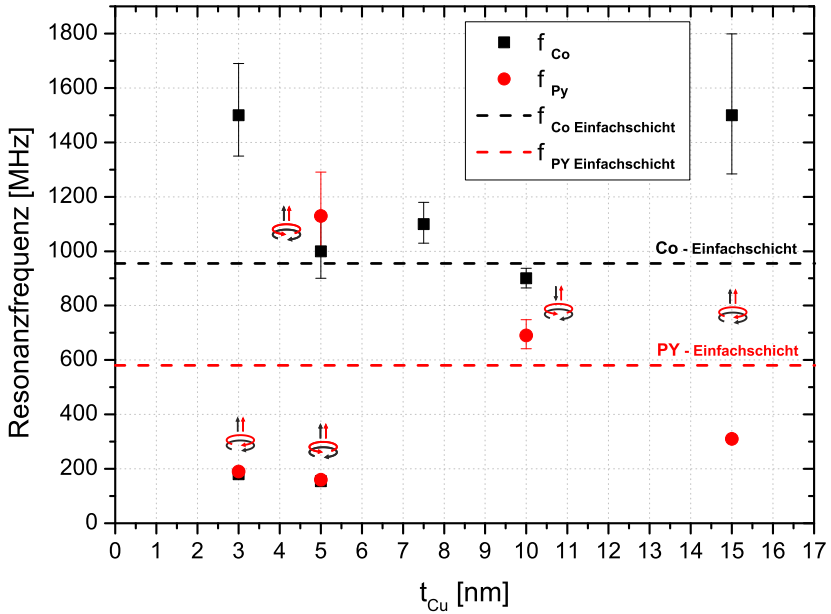


Abbildung 5.24: Erster Überblick über die experimentell ermittelten Resonanzfrequenzen der Co- sowie der Py-Schichten in Abhängigkeit der Cu-Zwischenschichtdicke. Die horizontalen gestrichelten Linien geben den Wert der Resonanzfrequenz der jeweiligen Einzelschichten an, welche anhand von mikromagnetischen Simulationen ermittelt wurden (siehe hierzu auch Abb. 5.25).

Die Ergebnisse dieser Simulationen sind in Abb. 5.25 dargestellt, wobei für die Permalloy-Schicht eine Resonanzfrequenz von $f_{Py} = 580$ MHz und für die Co-Schicht ein deutlich höherer Wert von $f_{Co} = 955$ MHz resultiert. Der Wert für Permalloy stimmt gut mit demjenigen aus [90] überein.

Anhand der Auftragung in Abb. 5.24 ist kaum eine Systematik der Resonanzfrequenzen zu erkennen. Auffällig ist hierbei, dass für die Probe mit $t_{Cu} = 3$ nm sowie $t_{Cu} = 5$ nm die beobachteten Resonanzfrequenzen deutlich unterhalb sowie oberhalb des Wertes für eine Co- und Py-Einfachschicht liegen. Gleiches gilt für die Probe mit der dicksten Cu-Zwischenschicht von $t_{Cu} = 15$ nm. Somit fällt es schwer, einen einfachen direkten Bezug der experimentell beobachteten Resonanzfrequenzen der verschiedenen Schichtsysteme zu den gyotropen Rotationsfrequenzen der jeweiligen Co- bzw. Py-Einfachschichten (vgl. Abb. 5.25) herzustellen.

5.4.3 Ermittlung der Resonanzfrequenzen im System Co/Spalt/Py mithilfe von dynamischen mikromagnetischen Simulationen

Um die experimentell ermittelten Werte für die Resonanzfrequenzen in einen systematischen Zusammenhang zu bringen und zudem die jeweiligen Ausrichtungen der Zirkulation C und der Polarisation P mit zu berücksichtigen, wurden dynamische mikromagnetische Simulationen an Doppelschichtsystemen durchgeführt. Um eine gute Vergleichbarkeit zu gewährleisten, wurde auch hierbei ein Aspektverhältnis von $\beta = 0, 2$ für jede Einzelschicht des Stacks Co/Spalt/Py verwendet und die Spaltbreite (als Vakuum angenommen) von $t_{Spalt} = 3$ nm bis 15 nm variiert. Die Pulslänge betrug hierbei stets $T_{Puls} = 0,5$ ns und die Pulsamplitude variierte ebenso wie im Experiment zwischen $B_{Puls} = 4$ mT - 6 mT.¹¹

In den Abb. 5.26, bis 5.29 sind die Simulationsergebnisse aller vier möglichen Konfigurationen von P und C zusammengestellt. In der linken

¹¹Um zusätzlich die Auswirkung der Pulsamplitude anhand von mikromagnetischen Simulationen auf das dynamische Verhalten der Vortexkerne systematisch zu untersuchen, wurden für einige Systeme die Feldamplituden von 2 - 16 mT variiert.

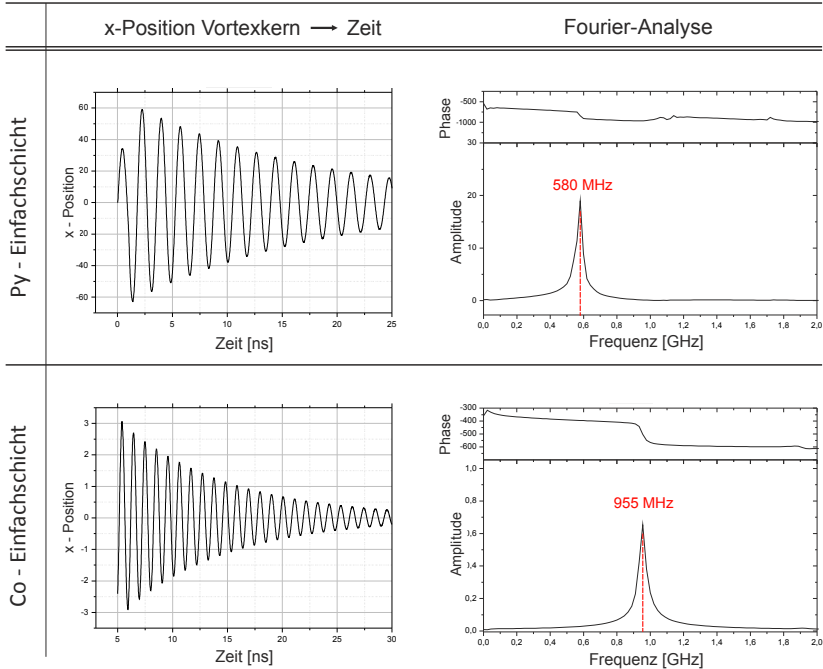


Abbildung 5.25: Die anhand von mikromagnetischen Simulationen ermittelten Resonanzfrequenzen einer Py- sowie einer Co-Einfachschicht. Hierbei wurden quadratische Einzelschichtelemente des jeweiligen ferromagnetischen Materials (vgl. Kap. 5.3.4 sowie Abb. 5.15 links) durch einen in-plane-Magnetfeldpuls mit einer Pulslänge von $T_{Puls} = 1$ ns und einer Feldamplitude von $B_{Puls} = 8$ mT angeregt.

Spalte ist ganz oben die verwendete Pulsamplitude B_{Puls} und darunter der Wert für die Spaltbreite t_{Spalt} angegeben. Rechts daneben sind die gegen die x-Achse projizierten Vortexkern-Positionen als Funktion der Zeit aufgetragen. Die zweite Spalte von rechts zeigt die zeitlichen Bahnverläufe der Kern-Positionen innerhalb der x-y-Ebene, die sogenannten Trajektorien. Mit rot sind jeweils die Positionen der Py-Kerne und mit blau diejenigen der Co-Kerne gekennzeichnet. In der Spalte ganz rechts sind die ermittelten Werte der Resonanzfrequenzen eingetragen. Für alle Systeme, ausgenommen desjenigen mit $C = parallel$ und $P = antiparallel$, wurde aufgrund der starken Korrelation der Frequenzwerte der Mittelwert der Co- bzw. der Py-Schicht gebildet. Es wird also lediglich zwischen der hochfrequenten Gyrationmode mit $f_{Co,1} \simeq f_{Py,1} = f_1$ und der niederfrequenten Rotationsmode mit $f_{Co,2} \simeq f_{Py,2} = f_2$ unterschieden. Für die Konfiguration mit $C = parallel$ und $P = antiparallel$ liegt jedoch keine erkennbare Korrelation der Bahnbewegungen vor, sodass hier die Resonanzfrequenzen der Co- sowie der Py-Schicht separat angegeben werden.

Auffällig für die Konfiguration mit $C = antiparallel$ und $P = parallel$ (vgl. Abb. 5.26), welche die geringste Gesamtenergie besitzt (vgl. Abb. 5.18), ist das Auftreten einer strengen Korrelation der Frequenzen beider Schichten, sodass gilt: $f_{Py} \simeq f_{Co}$. Ebenfalls markant sind die für beide ferromagnetische Schichten unerwartet hohen Resonanzfrequenzen der gyrotropen Mode von $f_{Co,1} \simeq f_{Py,1} = 1526$ MHz für die maximale Spaltbreite von 15 nm und bis zu $f_{Co,1} \simeq f_{Py,1} = 1819$ MHz für die minimale Spaltbreite von $t_{Spalt} = 3$ nm. Aufgrund der antiparallel orientierten Zirkulationen ist die erwartungsgemäße Phasendifferenz von 180° in den Darstellungen $x - Position \rightarrow Zeit$ gut zu erkennen. Ebenso den Erwartungen folgend liegt für die hier gleich polarisierten Vortexkerne kein merklicher lateraler Shift vor. Auch der größere Gyrationradius des Py-Kerns, welcher von der geringeren Sättigungsmagnetisierung sowie der geringeren Austauschkonstante des Permalloys herrührt, wird anhand der größeren Amplitude deutlich.

Neben der gyrotropen Mode der Kerne tritt für Spaltbreiten von $t_{Spalt} = 3$ nm, 6 nm und 15 nm eine zusätzliche niederfrequente Rotationsbewegung auf, die der eigentlichen Gyration überlagert ist und sich kollektiv auf beide Vortexkerne auswirkt. Hierbei scheint das Gyration-

5.4 Dynamische Eigenschaften des Systems Co/Cu/Py

C antiparallel, P parallel

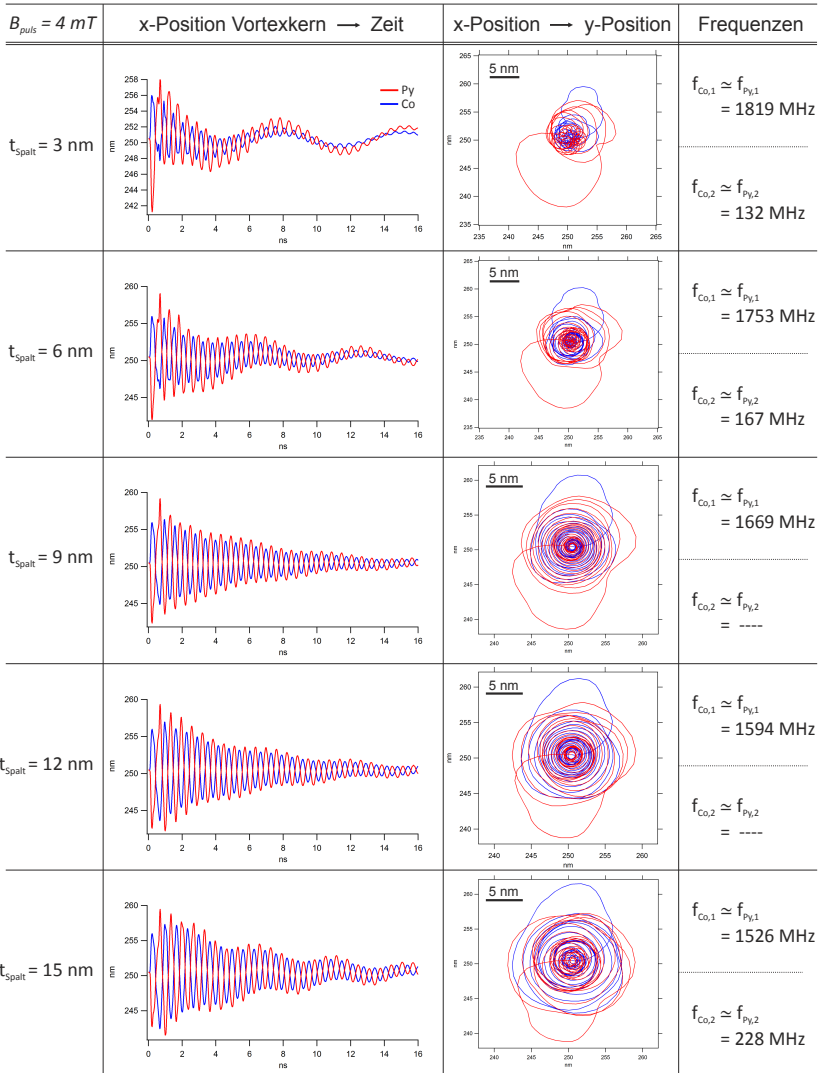


Abbildung 5.26: Mikromagnetische Simulationsergebnisse der Vortekern-Bewegungen im System Co/Spalt/Py mit der Konfiguration $C = \text{antiparallel}$ und $P = \text{parallel}$.

5 Ergebnisse und Diskussion

C antiparallel, P antiparallel

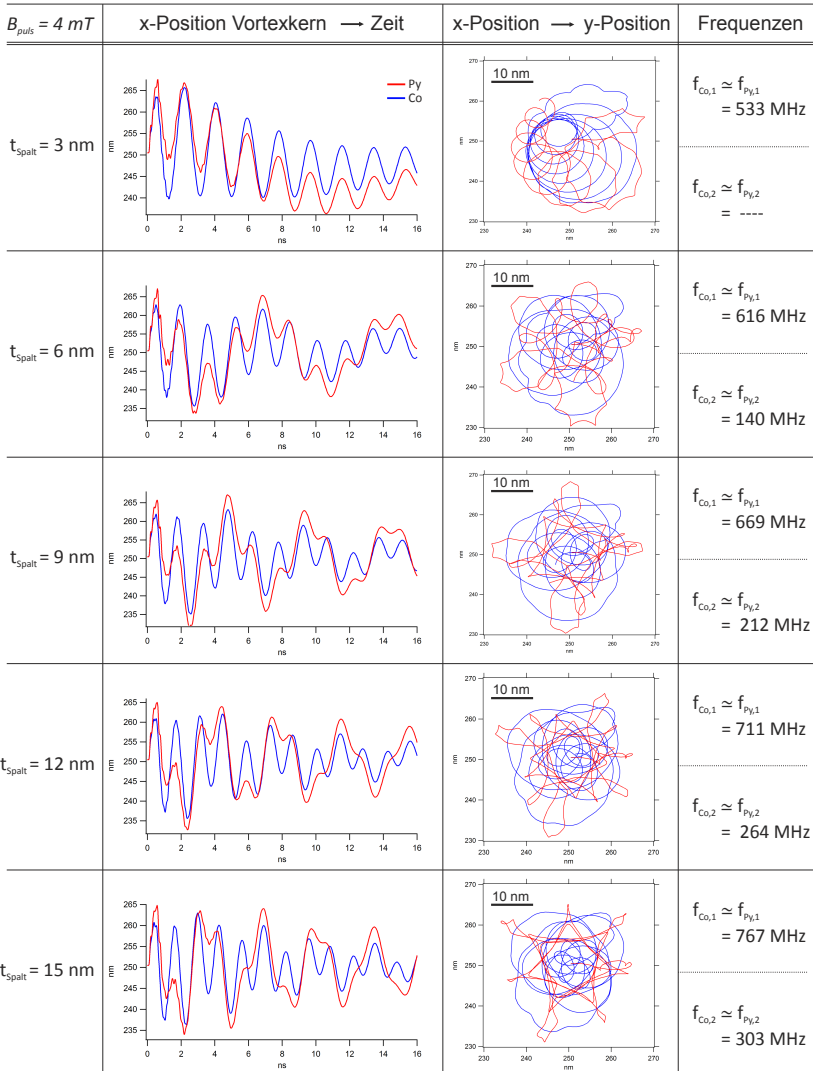


Abbildung 5.27: Mikromagnetische Simulationsergebnisse der Vortekern-Bewegungen im System Co/Spalt/Py mit der Konfiguration $C = \text{antiparallel}$ und $P = \text{antiparallel}$.

5.4 Dynamische Eigenschaften des Systems Co/Cu/Py

C parallel, P parallel

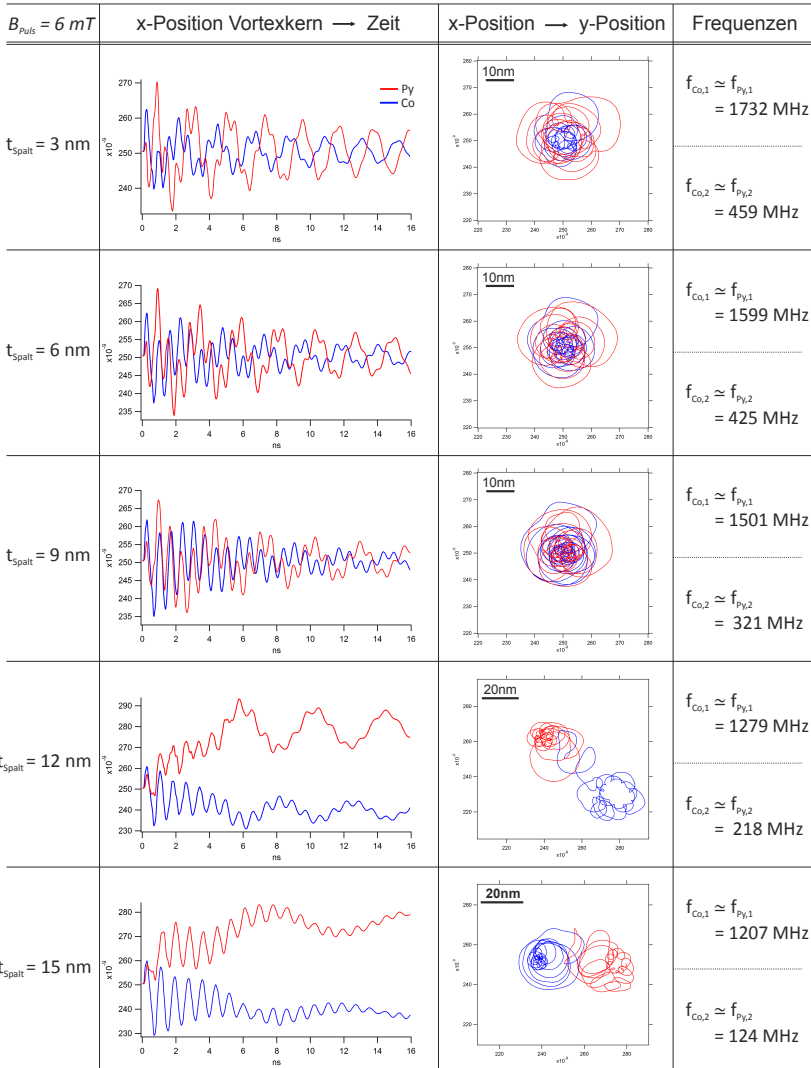


Abbildung 5.28: Mikromagnetische Simulationsergebnisse der Vortextkern-Bewegungen im System Co/Spalt/Py mit der Konfiguration $C' = \text{parallel}$ und $P = \text{parallel}$.

5 Ergebnisse und Diskussion

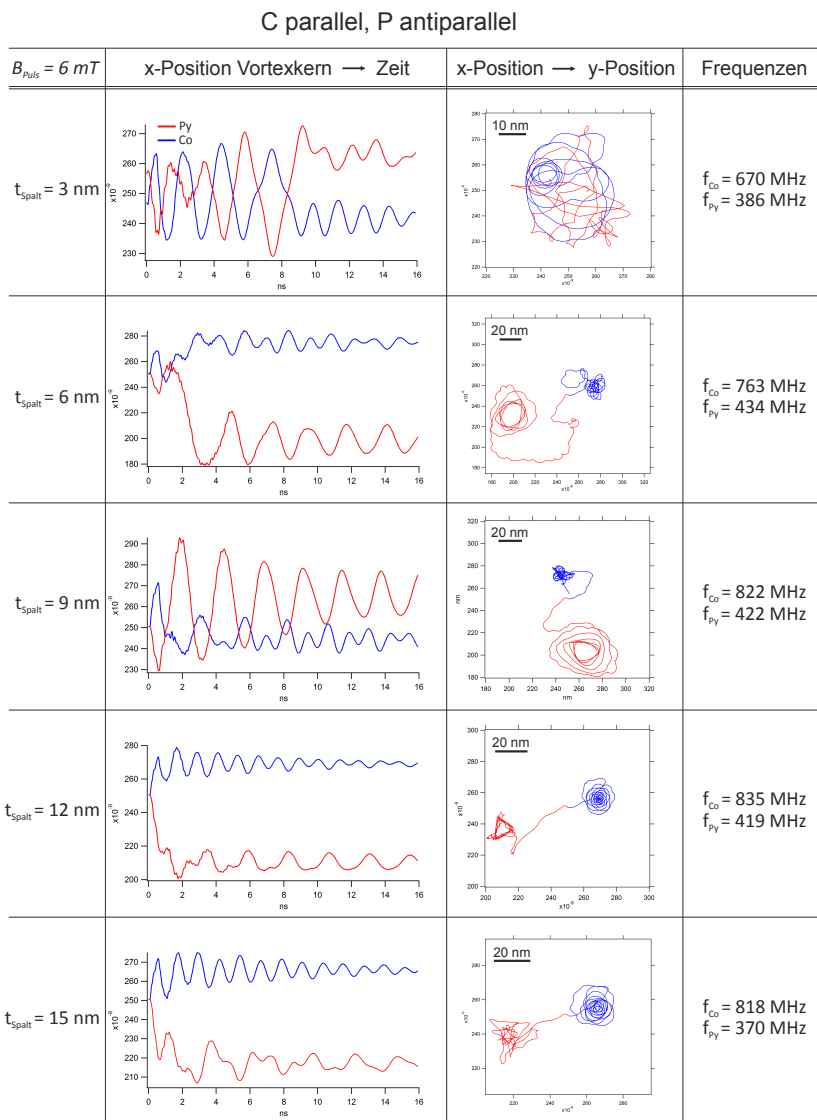


Abbildung 5.29: Mikromagnetische Simulationsergebnisse der Vortekern-Bewegungen im System Co/Spalt/Py mit der Konfiguration $C = \text{parallel}$ und $P = \text{antiparallel}$.

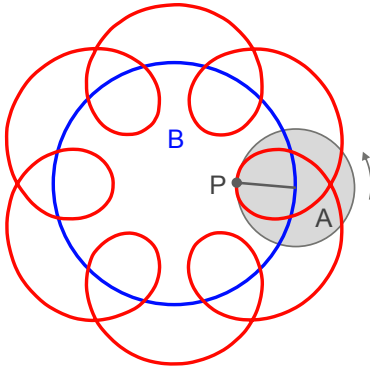


Abbildung 5.30: Zustandekommen einer epizyklischen Bahnkurve: Rollt man einen Kreis A (hier grau dargestellt) auf einem zentralen Kreis B (blau) ab und verfolgt dabei die Bahn eines Punktes P, so resultiert eine Epizykloide (rot).

zentrum periodisch um das Probenzentrum zu kreisen, wobei die Amplitude im betrachteten Fall für $P = \textit{antiparallel}$ und $C = \textit{parallel}$ am größten für die geringste Spaltbreite und am niedrigsten im Falle des größten Spalts ist. Mit $f_{Co,2} \approx f_{Py,2} = 132 - 228 \text{ MHz}$ liegt die Frequenz deutlich unterhalb der hochfrequenten Gyrationbewegung.

Beide Bewegungsmoden, die hochfrequente Gyration als auch die niederfrequente Rotation, vollführen zusammen eine einer Epizykloide ähnlichen Bahnbewegung aus. In Abb. 5.30 ist das Zustandekommen einer Epizykloide schematisch dargestellt.

Betrachtet man die Resultate des Systems mit der nächsthöheren Gesamtenergie, nämlich mit $C = \textit{antiparallel}$ und $P = \textit{antiparallel}$ (Abb. 5.27), so werden für beide Schichten ebenfalls beinahe identische gyrotrope Resonanzfrequenzen beobachtet, welche jedoch mit $f_{Co,1} \approx f_{Py,1} = 533 \text{ MHz}$ bis 767 MHz deutlich geringer sind als für die zuvor beschriebene Konfiguration. Obwohl die Simulationsdauer von 16 ns in diesem Fall recht kurz gewählt erscheint, ist anhand der Trajektorien-Darstellung in der zweiten Spalte von rechts auch hier die auftretende epizyklische Bahnbewegung beider Vortex-Kerne sehr gut nachzuvollziehen. Für das System mit der geringsten Spaltbreite kann ein Wert für die niederfrequente Rotation um die Ursprungslage des Vortexkerns nicht angegeben werden.

Auch kann bei dieser Konfiguration wieder zwischen einer hochfrequenten Gyrationmode und einer niederfrequenten Rotationsbewegung

unterschieden werden. Jedoch fällt auf, dass vor allem für Spaltbreiten von $t_{Spalt} \geq 9$ nm eine deutlich ausgeprägte Überlagerung beider Bewegungsmoden vorliegt. Dies führt dazu, dass insbesondere für das System mit $t_{Spalt} = 15$ nm und hierbei speziell in der Permalloy-Schicht der Radius der hochfrequenten Gyrationmode sehr gering ist (siehe $x - t$ -Darstellung in Abb. 5.27 unten). Dennoch ist die resultierende Epizykloide im Falle der Permalloy-Schicht für alle Spaltbreiten sehr gut zu erkennen, ändert jedoch ihre Form. Die Bewegung des Co-Kerns scheint weniger stör anfällig zu sein, jedoch bleibt die Korrelation der beiden Hochfrequenzen für alle Spaltbreiten erhalten. Tendenziell ist eine moderate Erhöhung der Frequenz-Werte für die Hochfrequenz-Gyration sowie für die Niederfrequenz-Rotation mit ansteigender Spaltbreite zu beobachten.

Die Simulationsergebnisse für die Konfiguration mit $C = parallel$ und $P = parallel$ sind in Abb. 5.28 dargestellt. Festzuhalten ist auch im Falle des Systems mit der nächsthöheren Gesamtenergie (vgl. Abb. 5.18) die enge Korrelation der Frequenzen beider Bewegungsmoden, welche mit größer werdendem Spalt abnehmen. Ebenfalls auffällig ist, dass sich für die Spaltbreiten von $t_{Spalt} = 12$ nm und 15 nm die Kerne im zeitlichen Verlauf lateral voneinander entfernen. Bei gleichpolarisierten Kernen sowie paralleler Zirkulation würde man jedoch erwarten, dass ein lateraler Shift der Vortekern-Positionen vermieden wird. Wie schon in Abb. 5.17 beschrieben, liegen bei parallel orientierten in-plane-Magnetisierungen in beiden Schichten verzerrte Landastrukturen vor, was unter Umständen dazu führen kann, dass im dynamischen Fall lokale Energieminima entstehen, sodass die jeweiligen Vortekerne nach der initialen Pulsanregung in diesen Minima *gefangen* („getrappt“) werden und somit der im zeitlichen Verlauf beobachtbare laterale Shift der Kernpositionen zustande kommt. Da dies hier lediglich für die Systeme mit den beiden größten Spaltbreiten beobachtet wird, scheint für geringe Spaltbreiten die gleichorientierte Kernpolarisation und somit die attraktive Wechselwirkung der out-of-plane-Streufelder zu dominieren, sodass ein laterales Auseinanderdriften der Kerne unterbunden wird.

Das System mit der höchsten Gesamtenergie mit der Konfiguration $C = parallel$ und $P = antiparallel$ (Abb. 5.29) zeigt keine erkennbare Korrelation der jeweiligen Vortekern-Bewegungen. Erwartungsgemäß

verursacht die initiale Pulsanregung zum Zeitpunkt $t = 0$ ns aufgrund der entgegengesetzten Zirkulation eine Auslenkung beider Kerne mit einer Phasendifferenz von 180° , und die lateralen Kernpositionen streben wegen der entgegengesetzten Kernpolarisationen einen maximalen Abstand Δx zueinander an. Dieser liegt bei einer Spaltbreite von $t_{Spalt} = 12$ nm bei $\Delta x = 60$ nm und im Falle des Systems mit $t_{Spalt} = 15$ nm bei $\Delta x = 50$ nm. Für keine andere Konfiguration wird nach erfolgter Pulsanregung ein solch großer lateraler Kernabstand anhand der dynamischen mikromagnetischen Simulationen gefunden.

Betrachtet man die Resonanzfrequenzen der Co- bzw. der Py-Schicht, so wird die Vermutung bestätigt, dass es sich vor allem bei dem System mit dem breitesten Spalt um zwei weitestgehend entkoppelte Einzelschichten handelt, wobei die Vortexkerne beinahe vollständig unabhängige Gyrationenbewegungen mit Frequenzen nahe der separaten Einzelschichten durchführen. Diese liegen im Falle einer Co-Einfachschicht bei $f_{Co} = 955$ MHz und im Falle einer Py-Einfachschicht bei $f_{Py} = 580$ MHz (vgl. hierzu 5.25). Eine epizyklische Bahnbewegung kann aufgrund der kaum vorhandenen Wechselwirkung der Kerne in beiden ferromagnetischen Schichten nicht beobachtet werden, sodass die zuvor geäußerte Vermutung, dass es sich dabei um die Folge einer Wechselwirkung beider Kernbewegungen handelt, bestätigt wird. Somit kann den Co- sowie den Py-Vortexkernen jeweils nur ein Frequenzwert zugeordnet werden.

Vergleich mit den experimentell ermittelten Resonanzfrequenzen

Trägt man nun die anhand der mikromagnetischen Simulationen ermittelten Werte der hoch- sowie der niederfrequenten Bahnbewegungen für die jeweiligen Konfiguration von C und P als Funktion der Spaltbreite auf, so erhält man die in Abb. 5.31 zusammengestellten Diagramme. Für alle Systeme, ausgenommen desjenigen mit $C = parallel$ und $P = antiparallel$, wurde aufgrund der starken Korrelation der Resonanzfrequenzen der Mittelwert der Co- bzw. der Py-Schicht gebildet. Es wird also auch hier lediglich zwischen der Hochfrequenzgyration mit $f_{Co,1} \simeq f_{Py,1} = f_1$ und der Niederfrequenzrotation mit $f_{Co,2} \simeq f_{Py,2} = f_2$ unterschieden. Wie auch zuvor erläutert, ist dies jedoch für die Konfi-

guration mit $C = \textit{parallel}$ und $P = \textit{antiparallel}$ aufgrund der Existenz von nur einer Bewegungsmode pro Schicht nicht anwendbar. Dort sind die Resultate für jede Schicht separat aufgeführt. Zusätzlich wurden die experimentell gefundenen Resonanzfrequenzen markiert, welche zum einen bei der Co- als auch bei der Py-Schicht beobachtet wurden (halbkreisförmige Symbole). Im Gegensatz zu der Auftragung in Abb. 5.24, wo lediglich die experimentell ermittelten Werte aufgetragen waren, lassen sich diese in direkter Gegenüberstellung mit den Simulationsergebnissen nun besser zuordnen und interpretieren.

Für das System mit der Konfiguration $C = \textit{antiparallel}$ und $P = \textit{parallel}$ konnte im Experiment für eine Cu-Zwischenschichtdicke von $t_{Cu} = 5 \text{ nm}$ sehr anschaulich die hochfrequente Gyrationbewegung sowie die niederfrequente Rotationsmode nachgewiesen werden. Auch die starke Korrelation beider Kerne kommt hier deutlich zum Ausdruck (vgl. Abb. 5.22). Der Vergleich mit den Resultaten der mikromagnetischen Simulationen zeigt im Falle der niederfrequenten Mode eine beinahe exakte Übereinstimmung, wohingegen jedoch experimentell für die hochfrequente Gyration ein jeweils deutlich niedriger Wert von $f_{1,Co} = 1000 \text{ MHz}$ bzw. $f_{1,Py} = 1130 \text{ MHz}$ ermittelt wurde.

Bei der experimentellen Untersuchung des Systems mit der Konfiguration $C = \textit{parallel}$ und $P = \textit{parallel}$ konnte bei einer Zwischenschichtdicke von $t_{Cu} = 15 \text{ nm}$ für die Co-Schicht lediglich ein hoher und für die Py-Schicht ein deutlich niedriger Frequenzwert ermittelt werden. Es kann jedoch davon ausgegangen werden, dass es sich dabei jeweils um die Hochfrequenz-Gyration bzw. um die Niederfrequenz-Rotation des Co- bzw. des Py-Vortexkerns handelt. Im Falle der Cu-Schichtdicke von $t_{Cu} = 3 \text{ nm}$ konnte während der dynamischen Messungen am Röntgenmikroskop die niederfrequente Rotation eindeutig beobachtet werden, jedoch liegt der hierbei ermittelte Frequenzwert mit $f_{Co,2} \simeq f_{Py,2} = 185 \text{ MHz}$ deutlich unterhalb des aufgrund der Simulationen zu erwartenden Wertes von 459 MHz . Um diese Abweichung erklären zu können, kann zum einen vermutet werden, dass bei der verwendeten Probe aufgrund von präparativen Ungenauigkeiten die Cu-Zwischenschicht dicker war als der nominell angegebene Wert von $t_{Cu} = 3 \text{ nm}$. Dies würde allerdings nur eine geringe Frequenzabweichung hin zu niedrigeren Werten verursachen (vgl. Abb. 5.28). Einen

wesentlich größeren Einfluss auf die Resonanzfrequenz hat eine Abweichung der lateralen Probenabmessungen zur Folge. Wie in der Fehlerabschätzung in Anhang A.2 erläutert wird, kann eine Abweichung des Aspektverhältnisses des Strukturelements von $\beta = 0,2 \pm 0,2$ eine Abweichung bezüglich der Resonanzfrequenz einer Einfachschicht von $\Delta f = \pm 100$ MHz zur Folge haben. Die Ableseungenauigkeit anhand der Projektionsdarstellung in Abb. 5.23 kann aufgrund des sehr deutlich ausgeprägten Kontrastmusters und der hohen Anzahl an Frames, die zur Bestimmung der Frequenz herangezogen werden können, nicht alleine für die Abweichung verantwortlich gemacht werden. Die hochfrequente Gyration war experimentell bei diesem System nur bei der Co-Schicht zugänglich und liegt bei $f_{Co,1} = 1500$ MHz. Aus welchem Grund nicht in allen Systemen beide Moden in beiden ferromagnetischen Schichten experimentell zugänglich waren, konnte nicht geklärt werden.

Bei Betrachtung von Abb. 5.23 kann man für das System mit der Zwischenschichtdicke von $t_{Cu} = 10$ nm und der Konfiguration $C = antiparallel$ und $P = antiparallel$ annehmen, dass hier in beiden Schichten die hochfrequente Vortexkern-Gyration beobachtet wurde. Der Wert der Py-Schicht stimmt mit $f_{Py,1} = 690$ MHz recht gut mit dem simulierten Wert von 669 MHz überein.

Für die Konfiguration mit $C = parallel$ und $P = antiparallel$ liegen keine experimentellen Ergebnisse vor.

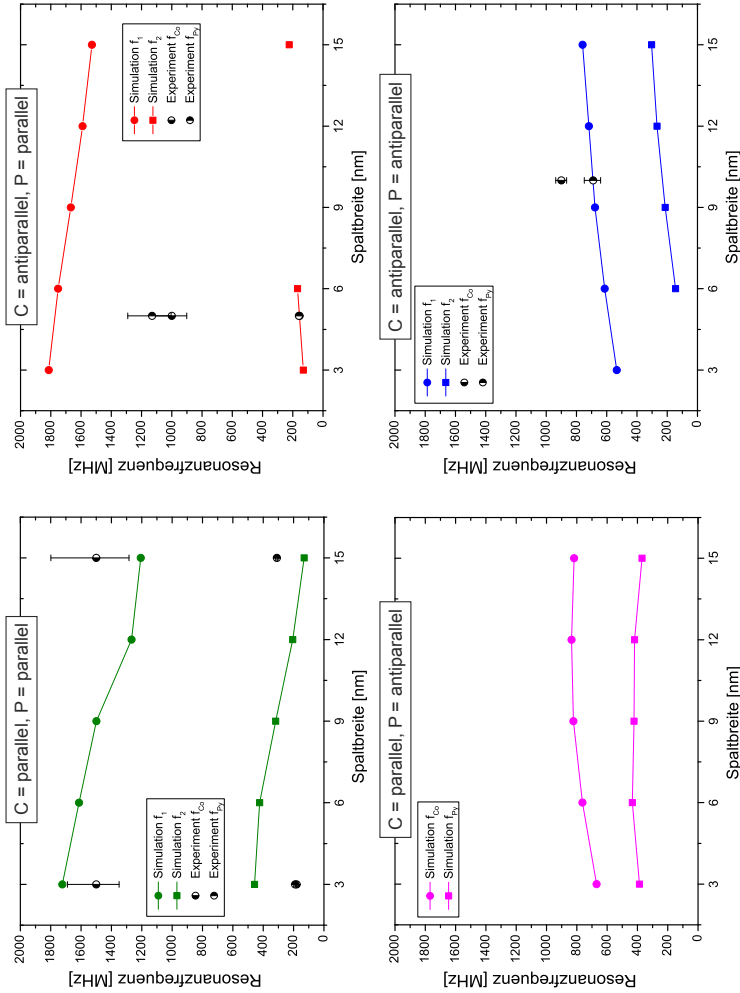


Abbildung 5.31: Übersicht der Ergebnisse der dynamischen mikromagnetischen Simulationen für alle möglichen Konfigurationen von C und P . Gezeigt sind die Resonanzfrequenzen der hoch- sowie der niederfrequenten Vortexkern-Bewegung der Co-Schicht. Zum Vergleich sind die experimentell ermittelten Werte beider Schichten eingetragen (halbkreisförmige Symbole).

In den Abbildungen 5.32 bis 5.35 sind zusätzlich die experimentell beobachteten Projektionsdarstellungen¹² denen der jeweils vergleichbaren Systeme der mikromagnetischen Simulationen direkt gegenübergestellt.

Vergleich der ermittelten Resonanzfrequenzen mit Ergebnissen aus der Literatur

Cherepov et al. [91] führte dynamische Untersuchungen mittels Mikrowellenspektroskopie an TMR-Dreischichtsystemen¹³ in Form von elliptischen Nanopillars durch, wobei dort zwei 6 nm dicke ferromagnetische Py-Schichten ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) durch eine 1 nm dicke Isolationsschicht bestehend aus TaN getrennt waren [92]. Die untersuchten ellipsenförmigen Strukturen hatten laterale Abmessungen von $(350 \times 420) \text{ nm}^2$ bzw. $(400 \times 490) \text{ nm}^2$. In beiden Py-Schichten lagen jeweils stabile Vortexstrukturen vor. Für Anregungsfrequenzen von mehr als 1,5 GHz betrug die Feldstärke $B = 7,5 \text{ Oe}$ und reduzierte sich auf $B = 5 \text{ Oe}$ für Frequenzen von $\leq 1,5 \text{ GHz}$. Im Falle der mikromagnetischen Simulationen wurde jedoch, wie auch in der vorliegenden Arbeit, die Anregung mittels eines Magnetfeldpulses realisiert. Die Pulslänge betrug hierbei $T_{\text{Puls}} = 0,1 \text{ ns}$.

Bei den in [91] verwendeten TMR-Elementen wurden lediglich die beiden Konfigurationen mit antiparallelen Zirkulationen untersucht, also $C = \textit{antiparallel}$ und $P = \textit{parallel}$ sowie $C = \textit{antiparallel}$ und $P = \textit{antiparallel}$. Aufgrund der Verwendung eines nichtmetallischen Zwischenschichtmaterials konnte der Effekt der Oszillatorischen Zwischenschichtaustauschkopplung (OIEC) ausgeschlossen werden, sodass bezüglich der in-plane Schichtmagnetisierungen lediglich der Beitrag der

¹²Hierbei wurde sich auf die Projektion der Graustufenwerte gegen die X-Achse beschränkt.

¹³Der TMR-Effekt (engl.: *tunnel magnetoresistance effect*) ist ebenso wie der GMR-Effekt ein magnetoresistiver Effekt, wobei beim TMR-Effekt das spinabhängige Tunneln von Elektronen über einen magnetischen Tunnelkontakt (MTJ, engl.: *magnetic tunnel junction*) zum Tragen kommt. Der Aufbau eines TMR-Elements basiert, ebenso wie der eines GMR-Elements, aus zwei ferromagnetischen Lagen, wobei diese nicht, wie bei einem GMR-Element, durch eine metallische Zwischenschicht, sondern durch ein isolierendes Material voneinander getrennt sind. In der Regel kommen hierzu Halbleitermaterialien zum Einsatz. Aufgrund dessen ist bei TMR-Elementen trotz der sehr geringen Zwischenschichtdicke von maximal 1 nm keine Oszillatorische Zwischenschichtaustauschwechselwirkung zu erwarten.

C parallel, P parallel

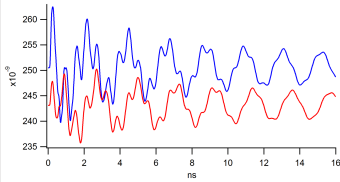
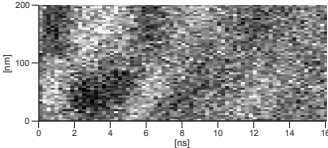
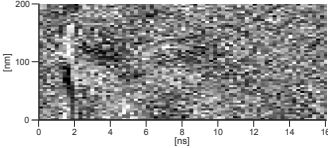
Spaltbreite		x-Position Vortextkern → Zeit	Frequenzen	Pulsanregung
$t_{\text{Spalt}} = 3 \text{ nm}$		$f_{\text{Co},1} \approx f_{\text{Py},1}$ $= 1,7 \text{ GHz}$ $f_{\text{Co},2} \approx f_{\text{Py},2}$ $= 459 \text{ MHz}$	$T_{\text{Puls}} = 0,5 \text{ ns}$ $B_{\text{Puls}} = 6 \text{ mT}$	
$t_{\text{Cu}} = 3 \text{ nm}$	Py		$f_{\text{Py},1} = 190 \text{ MHz}$	$T_{\text{Puls}} = 1,0 \text{ ns}$ $B_{\text{Puls}} = 3,1 \text{ mT}$
	Co		$f_{\text{Co},1} = 180 \text{ MHz}$ $f_{\text{Co},2} = 1,5 \text{ GHz}$	$T_{\text{Puls}} = 0,5 \text{ ns}$ $B_{\text{Puls}} = 3,1 \text{ mT}$

Abbildung 5.32: Direkte Gegenüberstellung der experimentell ermittelten Projektionsdarstellungen und den anhand der mikromagnetischen Simulationen resultierenden Trajektorien des vergleichbaren Systems. Hier sind die Ergebnisse des Systems mit der Konfiguration $C = \text{parallel}$ und $P = \text{parallel}$ dargestellt, wobei das simulierte System eine Spaltbreite von $t_{\text{Spalt}} = 3 \text{ nm}$ und die reale Probe eine Cu-Schichtdicke von ebenfalls $t_{\text{Cu}} = 3 \text{ nm}$ aufwies. Mit T_{Puls} ist in der rechten Spalte die Pulsdauer und mit B_{Puls} die Pulsamplitude bezeichnet.

C antiparallel, P parallel

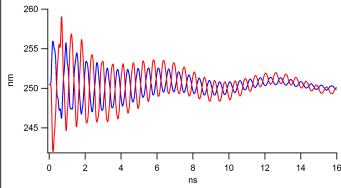
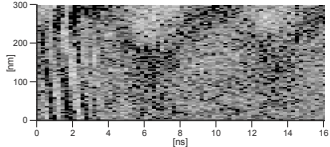
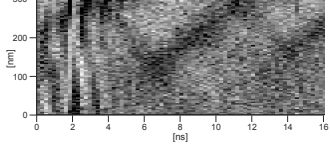
Spaltbreite		x-Position Vortextkern → Zeit	Frequenzen	Pulsanregung
$t_{Spalt} = 6 \text{ nm}$		$f_{Co,1} \approx f_{Py,1}$ $= 1753 \text{ MHz}$ $f_{Co,2} \approx f_{Py,2}$ $= 167 \text{ MHz}$	$T_{Puls} = 0,5 \text{ ns}$ $B_{Puls} = 4 \text{ mT}$	
$t_{Cu} = 5 \text{ nm}$	Py		$f_{Py,1} = 1130 \text{ MHz}$ $f_{Py,2} = 160 \text{ MHz}$	$T_{Puls} = 1,6 \text{ ns}$ $B_{Puls} = 3,6 \text{ mT}$
	Co		$f_{Co,1} = 1000 \text{ MHz}$ $f_{Co,2} = 155 \text{ MHz}$	$T_{Puls} = 1,6 \text{ ns}$ $B_{Puls} = 3,6 \text{ mT}$

Abbildung 5.33: Hier sind die Ergebnisse des Systems mit der Konfiguration $C = antiparallel$ und $P = parallel$ direkt gegenübergestellt, wobei das simulierte System eine Spaltbreite von $t_{Spalt} = 6 \text{ nm}$ und die reale Probe eine Cu-Schichtdicke von $t_{Cu} = 5 \text{ nm}$ aufwies. Mit T_{Puls} ist in der rechten Spalte die Pulsdauer und mit B_{Puls} die Pulsamplitude bezeichnet.

C antiparallel, P antiparallel

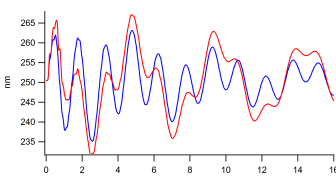
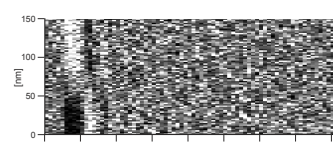
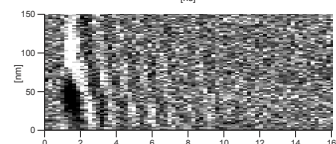
Spaltbreite		x-Position Vortextkern → Zeit	Frequenzen	Pulsanregung
$t_{\text{Spalt}} = 9 \text{ nm}$	<div style="display: flex; align-items: center;"> <div style="margin-right: 10px;"> — Py — Co </div>  </div>	$f_{\text{Co},1} \approx f_{\text{Py},1} = 669 \text{ MHz}$ $f_{\text{Co},2} \approx f_{\text{Py},2} = 212 \text{ MHz}$	$T_{\text{Puls}} = 0,5 \text{ ns}$ $B_{\text{Puls}} = 4 \text{ mT}$	
$t_{\text{Cu}} = 10 \text{ nm}$	Py		$f_{\text{Py},1} = 690 \text{ MHz}$	$T_{\text{Puls}} = 1,1 \text{ ns}$ $B_{\text{Puls}} = 4,5 \text{ mT}$
	Co		$f_{\text{Co},1} = 900 \text{ MHz}$	$T_{\text{Puls}} = 0,5 \text{ ns}$ $B_{\text{Puls}} = 4,4 \text{ mT}$

Abbildung 5.34: Die hier dargestellte direkte Gegenüberstellung zeigt das System mit $C = \text{antiparallel}$ und $P = \text{antiparallel}$, wobei das simulierte System eine Spaltbreite von $t_{\text{Spalt}} = 9 \text{ nm}$ und die reale Probe eine Cu-Schichtdicke von $t_{\text{Cu}} = 10 \text{ nm}$ aufwies.

C parallel, P parallel

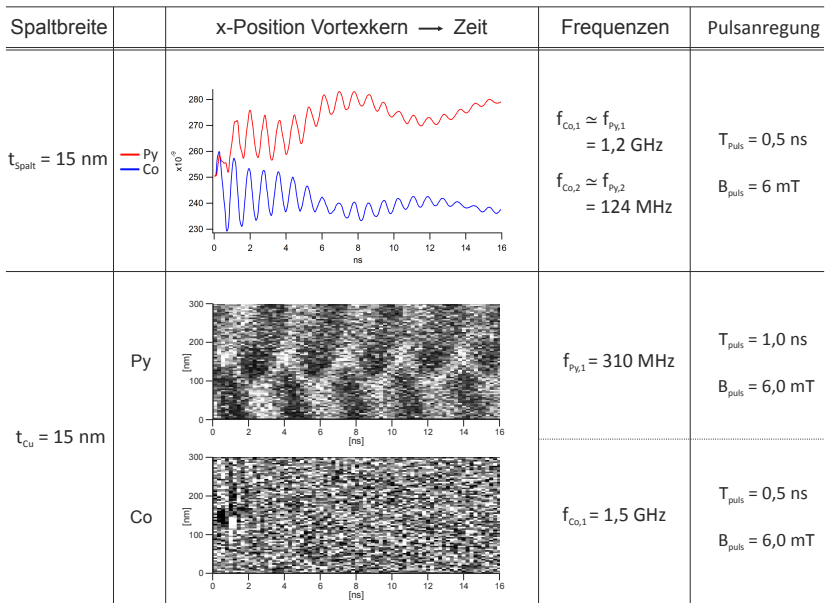


Abbildung 5.35: Die hier dargestellte direkte Gegenüberstellung zeigt das System mit $C = \text{parallel}$ und $P = \text{parallel}$, wobei das simulierte System eine Spaltbreite von $t_{\text{Spalt}} = 15 \text{ nm}$ und die reale Probe eine Cu-Schichtdicke von ebenfalls $t_{\text{Cu}} = 15 \text{ nm}$ aufwies.

magnetostatischen Wechselwirkung über die Streufelder berücksichtigt wurde.

Im Falle von parallel orientierten Polarisierungen lag eine starke Kopplung der out-of-plane-Streufeldkomponenten vor, sodass in diesem Falle die Vortexkerne vertikal exakt übereinander lagen. Für diese Konfiguration fand Cherepov et al. nach erfolgter Pulsanregung eine in beiden Py-Schichten gleichermaßen auftretende Resonanzmode, die mit f_{rot} bezeichnet wurde und deren Frequenzwert bei etwa $f_{rot} \simeq 2$ GHz lag. Dieser Wert liegt recht nahe bei dem, der in der hier vorliegenden Arbeit für das System mit der gleichen Konfiguration und einer Zwischenschichtdicke von $t = 3$ nm ermittelt wurde (siehe Abb. 5.22 und 5.26). Zusätzlich dazu beschreibt er eine Hochfrequenzmode, welche er mit f_{vib} bezeichnet und einen Wert von $f_{vib} \simeq 5 - 6$ GHz aufwies. Eine solch hochfrequente Mode konnte bei den von uns durchgeführten Experimenten sowie den mikromagnetischen Simulationen aufgrund der Zeitaufösung nicht beobachtet werden. Eine gleichzeitig auftretende niederfrequente Bewegung, wie wir sie für das System $C = antiparallel$ und $P = parallel$ ermitteln konnten, konnte hingegen in [91] für diese Konfiguration nicht gefunden werden.

Ebenso wie bei unseren Messungen bzw. Simulationen wies das von Cherepov et al. untersuchte System mit entgegengesetzten Polarisierungen einen lateralen Shift der Kerne aufgrund der gegenseitigen abstoßenden Wechselwirkung auf. Jedoch beobachtete er für diese Konfiguration neben der in beiden Fällen auftretenden Vibrationsmode lediglich eine niederfrequente Kernbewegung, welche er als Gyromode f_{gyr} bezeichnete und deren Wert bei etwa $f_{gyr} \simeq 0,2$ GHz lag. Dabei muss jedoch betont werden, dass er diese Mode lediglich bei Systemen beobachten konnte, in denen $P = antiparallel$ galt oder aber parallel orientierte Kerne mit einem statischen Zusatzfeld lateral verschoben wurden. Somit trat bei den von Cherepov untersuchten Proben die Gyromode lediglich bei Systemen auf, bei denen die Vortexkerne nur schwach oder gar nicht miteinander gekoppelt waren. Wir jedoch haben insbesondere für die Systeme mit starker gegenseitiger Kopplung der Vortexkerne neben einer hochfrequenten Mode im Bereich von $f = 1,2 - 1,8$ GHz eine dieser Mode überlagerten niederfrequente Rotation mit $f = 120 - 450$ MHz ermitteln können (Abb. 5.22 und 5.26).

Cherepov et al. liefert eine analytische Erklärung zum einen für das

Zustandekommen der hochfrequenten Vibrationsmode (wurde in der vorliegenden Arbeit nicht beobachtet) und zum anderen für die niederfrequente Gyrationmode bei ungekoppelten Vortices. Eine direkte Übertragung des dort gefundenen analytischen Ausdrucks auf die in dieser Arbeit vorgestellten dynamischen Bewegungsmoden ist jedoch schwierig, da wir vor allem bei dem System mit der stärksten Kopplung, nämlich $C = \textit{antiparallel}$ und $P = \textit{parallel}$, zwei verschiedene Moden mit $f < 2$ GHz deutlich beobachten konnten.

Auch Guslienکو et al. [1] untersuchte ferromagnetische Dreischichtsysteme auf ihre dynamischen Eigenschaften hin. Jedoch beschränkte er sich zum einen auf die Durchführung mikromagnetischer Simulationen und betrachtete zum anderen lediglich die Konfiguration mit $C = \textit{antiparallel}$ und $P = \textit{parallel}$. Dabei legte er kreisförmige Strukturelemente bestehend aus zwei Schichten aus Permalloy zugrunde. Die ferromagnetischen Kreisscheiben besaßen jeweils eine Dicke von $t_{Py} = 40$ nm und einen Durchmesser von $d_{Py} = 500$ nm, wobei sie von einer 1 nm dicken Zwischenschicht, bestehend aus einem metallischen nichtmagnetischen Material, voneinander separiert wurden. Wie auch bei Cherepov et al. wies jede der Py-Schichten eine stabile Vortexkonfiguration auf. Auch bei dem von Guslienکو simulierten Schichtsystem wurde der Effekt der *OIEC* vernachlässigt, sodass lediglich die magnetostatische Wechselwirkung zur Kopplung der Schichtmagnetisierungen beitrug. Die Anregung eines in-plane Magnetfeldpulses mit einer Dauer von $T_{Puls} = 0,5$ ns und einer Amplitude von $B_{Puls} = 0,1$ mT führte zum einen zu einer kollektiven Gyration der Kerne mit einer Frequenz von $f_1 = 1000$ MHz. Hierbei erwähnt Guslienکو, dass dies der Resonanzfrequenz einer Py-Einfachschicht entspricht, welche eine Dicke von $2 \cdot t_{Py} = 80$ nm aufweist. Dabei beschreibt er die folgenden beiden Grenzfälle:

- Die Dicke der nichtmagnetischen Zwischenschicht (N) beträgt $t_N = 0$ nm: Hieraus resultiert eine Py-Einfachschicht mit der doppelten Dicke $2 \cdot t_{Py}$, was zu einer Resonanzfrequenz der einer Py-Einfachschicht mit $t_{Py} = 80$ nm führt.

- Die Dicke der nichtmagnetischen Zwischenschicht (N) ist unendlich groß, sodass zwei separate Py-Einfachschichten mit einer jeweiligen Dicke von $t_{Py} = 40$ nm resultieren. Eine magnetostatische Wechselwirkung wird in diesem Fall ausgeschlossen. Die Resonanzfrequenzen entsprechen hierbei jeweils denjenigen einer 40 nm dicken Py-Einfachschicht.

Guslienکو nimmt demnach an, dass das von ihm simulierte System bezüglich der Gyrationmode aufgrund der starken magnetostatischen Kopplung über die in-plane- sowie die out-of-plane Streufelder ein ähnliches dynamisches Verhalten zeigt wie eine doppelt so dicke Py-Einfachschicht. Überlagert wird die Gyrationbewegung von einer zusätzlichen niederfrequenten Drehbewegung mit $f_2 \simeq 75$ MHz, welche aufgrund der Oszillation der mittleren Kernposition um das Probenzentrum zustande kommt. Somit resultiert auch hierbei eine epizyklische Trajektorie, wie sie in [1] in FIG.3 und FIG.4 gut zu erkennen ist. Eine vergleichbare Bahnbewegung konnte in der vorliegenden Arbeit nicht nur anhand von mikromagnetischen Simulationen, sondern auch experimentell am STXM gemessen werden. Zudem konnten bei den von uns durchgeführten Simulationen die epizyklischen Trajektorien auch bei Proben beobachtet werden, die einen weiten Bereich der Zwischenschichtdicke abdecken. Die Untersuchungen in [1] hingegen konzentrieren sich lediglich auf ein System mit $t_N = 1$ nm.

Auch Guslienکو bietet einen analytischen Ausdruck für die Resonanzfrequenz eines Dreischichtsystems bestehend aus F/N/F an, wobei (F) das ferromagnetische Material bezeichnet. Die Formel sowie die genaue Herleitung auf Basis der *Thiele-Gleichung* kann in [1] nachgelesen werden.

5.4.4 Auswirkungen der Pulsamplitude auf die dynamischen Eigenschaften der Vortekern-Bewegungen

Neben den in 5.4.3 gezeigten mikromagnetischen Simulationen wurden weitere Untersuchungen durchgeführt, bei denen die Pulsamplitude B_{Puls} variierte. Die Resultate sind in Abb. 5.36 sowie 5.37 dargestellt.

Experimentell konnte für Feldstärken von $B_{Puls} \leq 2,5\text{mT}$ kein magnetischer Kontrast und somit kein Hinweis auf eine Gyrationbewegung festgestellt werden. Erst ab Pulsamplituden von $B_{Puls} > 3\text{mT}$ war es möglich, die Gyrationmode einiger Vortexkerne anzuregen und hieraus eine Resonanzfrequenz zu ermitteln. Für manche Proben wurden gar Feldstärken von bis zu 6mT benötigt. Ziel dieser zusätzlichen Untersuchungen via mikromagnetischer Simulationen war es auszuschließen, dass man sich bei den oben genannten Feldstärken unterhalb der Schwelle befindet, ab der ein Umschalten der Vortexkernpolarisation stattfindet.

Für eine gezielte Ermittlung der Resonanzfrequenz der Kernbewegung, welches die Zielsetzung dieser Arbeit war, wäre das Auftreten von unkontrollierten Schaltvorgängen ungeeignet, da es hierbei zu Schwierigkeiten bezüglich der Interpretation der Projektions-Muster (vgl. Abb. 5.22 und 5.23) kommen könnte. Gerade bei denjenigen Systemen, bei denen lediglich wenige Kern-Umdrehungen Rückschlüsse auf die Resonanzfrequenz zulassen, wäre nicht klar, ob es sich bei dem XMCD-Kontrastmuster um einen ausgeprägten Schaltvorgang oder aber um eine Vortexkernbewegung mit ausgeprägtem Dip handelt.

In Abb. 5.36 sind die Ergebnisse für das System $C = \textit{antiparallel}$ und $P = \textit{parallel}$ gezeigt, wobei die Pulsamplitude von minimal $B_{Puls} = 4\text{mT}$ bis maximal 16mT variierte. Die Spaltbreite betrug konstant $t_{Spalt} = 3\text{nm}$, sodass das Ergebnis im Falle der Pulsamplitude von $B_{Puls} = 4\text{mT}$ (Abb. 5.36, ganz oben) exakt identisch ist mit dem Resultat des Systems von Abb. 5.26 (ebenfalls ganz oben). Hierbei muss jedoch die unterschiedliche Skalierung der y-Achse beachtet werden.

Die wichtigste Erkenntnis ist, dass selbst bei sehr hohen Anregungsamplituden von bis zu $B_{Puls} = 16\text{mT}$ kein Umschalten der Vortexkernpolarisation stattfindet. Ein solcher Schaltprozess wäre zum einen in den Trajektorien-Darstellungen aufgrund des plötzlichen Wechsels des Drehsinns deutlich erkennbar, und zum anderen würde aufgrund der Auswerte-Routine der Simulationsergebnisse bei Umkehrung des Drehsinns der Kernrotation ab diesem Zeitpunkt kein sinnvolles Signal mehr ausgegeben.

Somit kann davon ausgegangen werden, dass auch im Experiment mit hoher Wahrscheinlichkeit keine Umschaltprozesse der Kernpolarisation

C antiparallel, P parallel

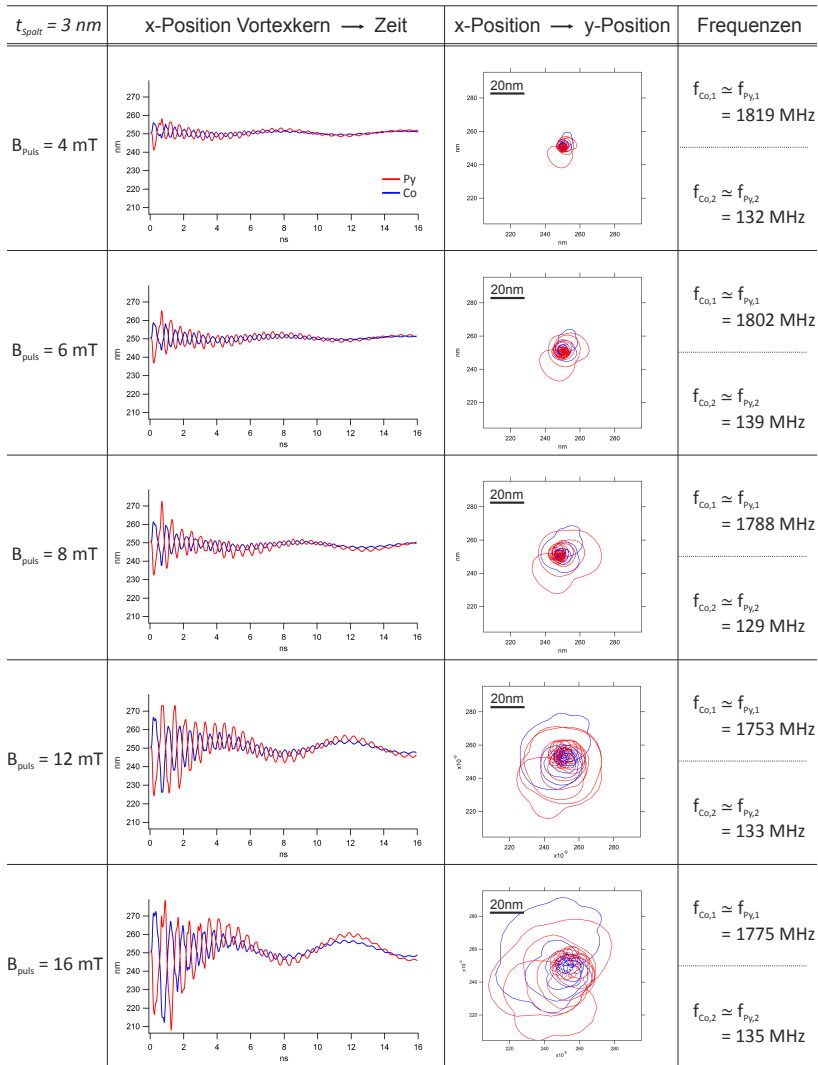


Abbildung 5.36: Zur Untersuchung der Auswirkung der Pulsamplitude wurde bei konstanter Spaltbreite (hier $t_{\text{Spalt}} = 3 \text{ nm}$) die Feldstärke von $B_{\text{puls}} = 4 \text{ mT}$ bis 16 mT variiert. Hier ist das Ergebnis für die Konfiguration $C = \text{antiparallel}$ und $P = \text{parallel}$ gezeigt.

5.4 Dynamische Eigenschaften des Systems Co/Cu/Py

C parallel, P parallel

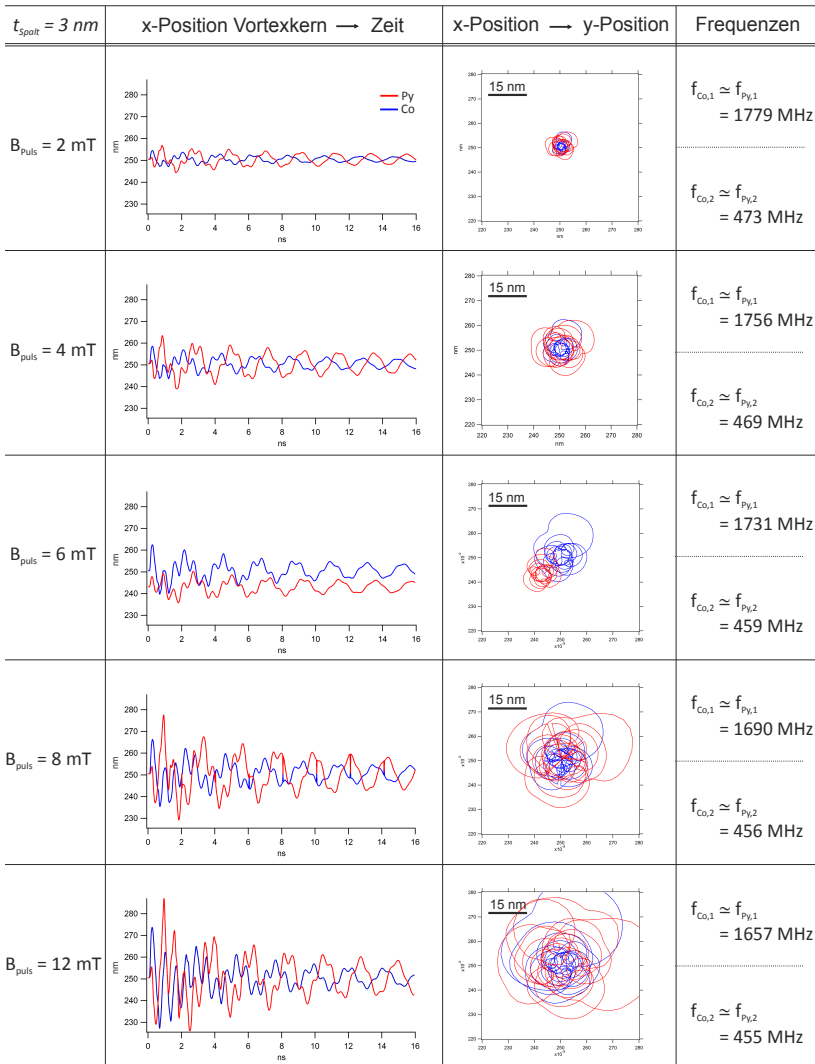
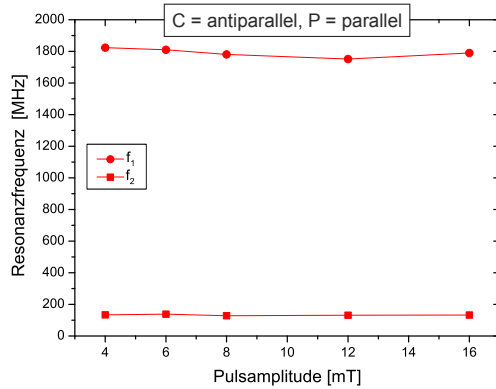


Abbildung 5.37: Zur Untersuchung der Auswirkung der Pulsamplitude wurde bei konstanter Spaltbreite (hier $t_{\text{Spalt}} = 3 \text{ nm}$) die Feldstärke von $B_{\text{puls}} = 2 \text{ mT}$ bis 12 mT variiert. Hier ist das Ergebnis für die Konfiguration C = parallel und P = parallel gezeigt.

Abbildung 5.38: Die Auftragung der Resonanzfrequenz mit variierender Pulsamplitude für die Konfiguration $C = \text{antiparallel}$ und $P = \text{parallel}$ zeigt einen annähernd konstanten Verlauf.



aufgetreten sind und die Kontrastmuster der Projektionsdarstellungen alleine auf eine gleichförmig gedämpfte Rotationsbewegung zurückzuführen sind.

Eine weitere wichtige Erkenntnis ist, dass eine Erhöhung der Pulsamplitude auf die Frequenz der Gyration sowie der Rotation kaum einen Einfluss besitzt (vgl. hierzu Abb. 5.38 und 5.39). Lediglich im Falle der Konfiguration mit $C = \text{parallel}$ und $P = \text{parallel}$ ist eine leichte Absenkung des Hochfrequenzwertes mit ansteigender Pulsamplitude festzustellen. Erwartungsgemäß zeigt sich jedoch mit Erhöhung der Feldstärke aufgrund des höheren Energieeintrags eine stetige Vergrößerung des Radius sowohl der Gyration- als auch der Rotationsbewegung.

5.4.5 Auswirkungen der Pulsdauer auf die dynamischen Eigenschaften der Vortextkern-Bewegungen

Neben dem Einfluss der Pulsamplitude B_{Puls} (vergleiche hierzu Kap. 5.4.4) wurde die Variation der Pulsdauer T_{Puls} auf die gyrotrope bzw. rotierende Bahnbewegung der Vortextkerne mittels mikromagnetischer Simulationen hin untersucht. Hierbei wurde sich auf die drei Systeme beschränkt, deren Resultate in den Abb. 5.40 bis Abb. 5.42 dargestellt sind.

Es wurde deutlich, dass eine Variation der Pulsdauer von $T_{Puls} =$

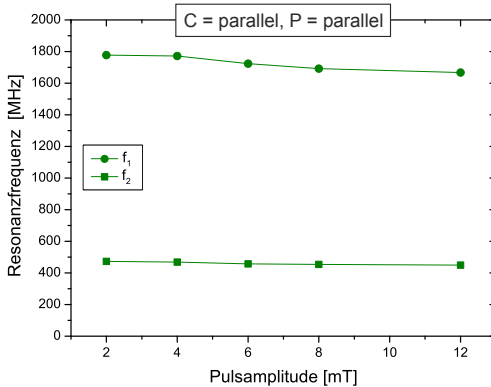


Abbildung 5.39: In Falle der Konfiguration mit $C = parallel$ und $P = parallel$ ist lediglich eine geringe Absenkung des Hochfrequenzwertes mit ansteigender Pulsamplitude festzustellen. Die Niederfrequenz zeigt hingegen einen streng konstanten Verlauf.

0,5 ns bis 1,5 ns auf die Frequenzen der beiden Bewegungsmoden keinen merklichen Einfluss besitzt. Jedoch vergrößert sich aufgrund des höheren Energieeintrags durch das Einwirken eines längeren Pulses bei zwei Systemen die Amplitude der niederfrequenten Rotationsbewegung, was deutlich bei dem System mit $C = antiparallel$, $P = parallel$, $t_{Spalt} = 3$ nm und einer Feldstärke von $B_{Puls} = 4$ mT zu erkennen ist. Weniger stark erhöht sich in diesem Fall jedoch die Amplitude der hochfrequenten Gyrationenmode.

Bei den beiden Systemen mit $C = parallel$ und $P = parallel$ konnte mit ansteigender Pulsdauer T_{Puls} eine geringfügige Verringerung der Frequenz der niederfrequenten Rotationsmode erkannt werden, sowie für das System mit $t_{Spalt} = 15$ nm und $B_{Puls} = 6$ mT eine leichte Erhöhung der gyrotropen Hochfrequenz. Bezüglich dieser zeigt das System mit $t_{Spalt} = 3$ nm und $B_{Puls} = 6$ mT keine Systematik. Hier kann jedoch für beide Moden eine leichte Vergrößerung der Amplitude beobachtet werden, wohingegen beim System mit $t_{Spalt} = 15$ nm und $B_{Puls} = 6$ mT eine sichtbare Verringerung der Amplitude beider Bewegungsmoden ermittelt wurde.

Aufgrund dieser Ergebnisse kann geschlossen werden, dass eine Variation der Pulsdauer von $T_{Puls} = 0,5$ ns bis 1,5 ns keinen erheblichen Einfluss auf die resultierenden Resonanzfrequenzen beider Bahnbewegungen, sowohl der Hoch- als auch der Niederfrequenzmode, ausübt.

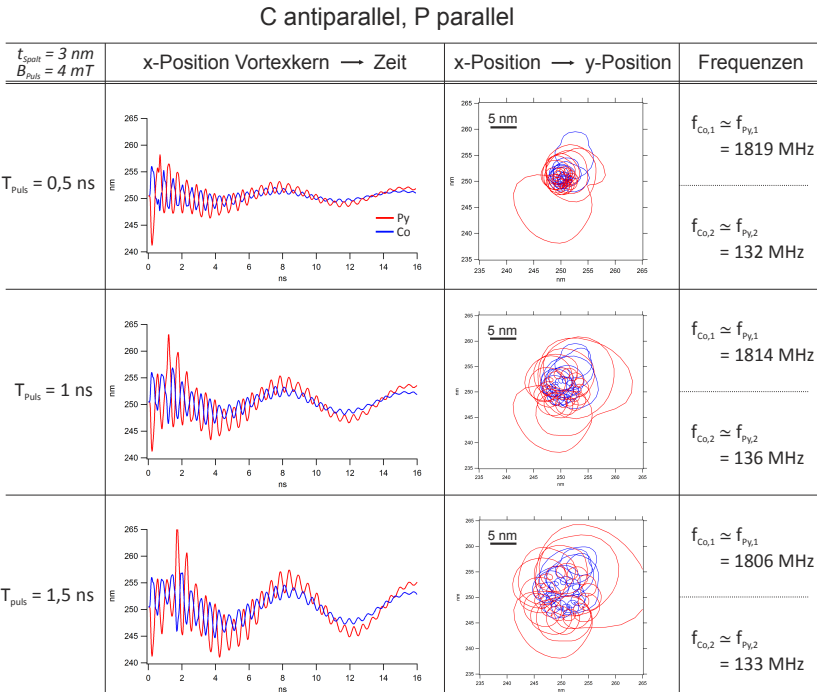


Abbildung 5.40: Ergebnisse der mikromagnetischen Simulationen bei Variation der Pulsdauer von $T_{Puls} = 0,5 \text{ ns}$ bis $1,5 \text{ ns}$, hier am Beispiel des Systems mit $C = \text{antiparallel}$, $P = \text{parallel}$, $t_{Spalt} = 3 \text{ nm}$ und $B_{Puls} = 4 \text{ mT}$. Die Frequenzwerte sowohl der gyrotropen als auch der rotierenden Bahnbewegung sind annähernd konstant, wohingegen sich die Amplitude der Niederfrequenzrotation mit ansteigender Pulsdauer vergrößert.

5.4 Dynamische Eigenschaften des Systems Co/Cu/Py

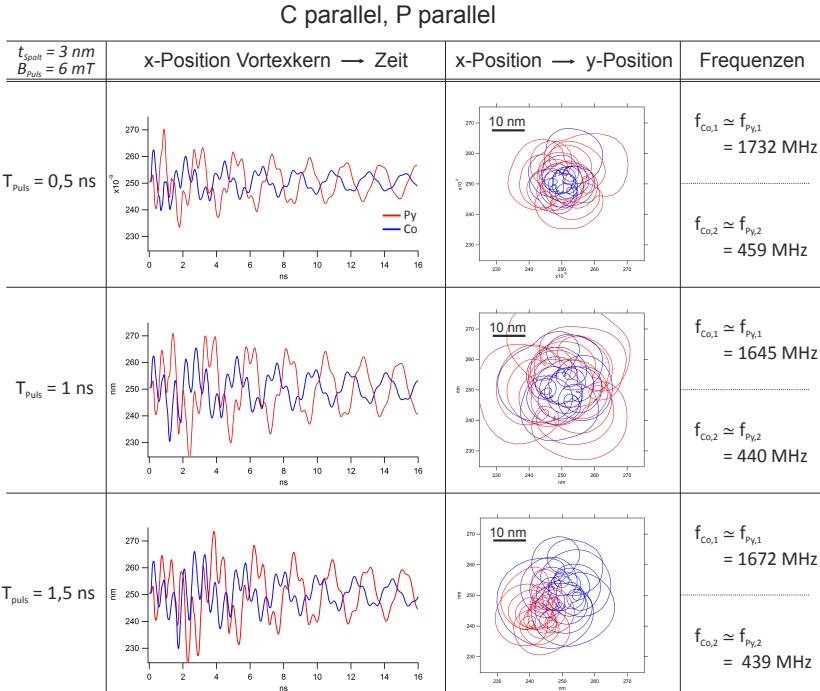


Abbildung 5.41: Das System mit $C = \text{parallel}$, $P = \text{parallel}$, $t_{Spalt} = 3 \text{ nm}$ und $B_{Puls} = 6 \text{ mT}$ weist mit ansteigender Pulsdauer eine geringfügige Verringerung des Wertes bezüglich der Niederfrequenzrotation auf. Für die Hochfrequenzzyrotation ist keine Systematik zu erkennen. Bei beiden Moden kann jedoch eine leichte Vergrößerung der Bahnamplitude beobachtet werden.

C parallel, P parallel

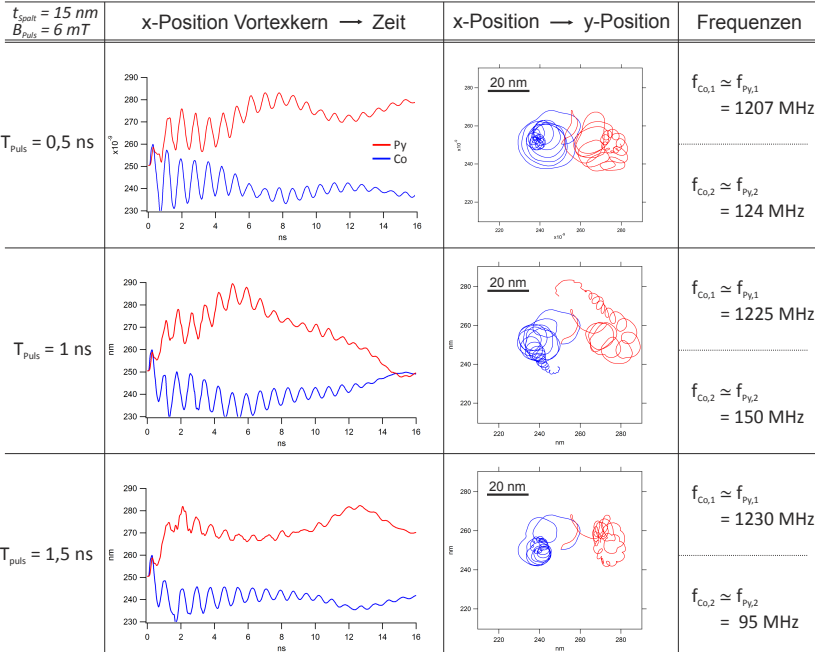


Abbildung 5.42: Das System mit $C = \text{parallel}$, $P = \text{parallel}$, $t_{\text{Spalt}} = 15 \text{ nm}$ und $B_{\text{Puls}} = 6 \text{ mT}$ zeigt mit ansteigender Pulsdauer einen geringfügigen Anstieg der Hochfrequenz. Bemerkenswert ist hierbei jedoch, dass sich im Gegensatz zu allen anderen Systemen die Amplitude beider Bahnbewegungen verkleinert.

Anhang

A.1 Parameter zur experimentellen dynamischen Pulsanregung

Die Tabelle A.1 gibt eine Übersicht über die bei der experimentellen dynamischen Pulsanregung verwendeten Parameter. Hierbei variierte die Pulsdauer T_{Puls} zwischen 0,5 und 1,6 ns, und die Magnetfeldamplitude B_{Puls} zwischen 3,1 und 6,0 mT. Der Grund dafür, dass nicht bei allen Messungen die gleichen Parameter verwendet wurden, lag in der stark unterschiedlichen Mobilität der jeweiligen Vortexkerne. Das bedeutet, dass sich der Vortexkern nicht in allen Schichtsystemen und Schichten mit der gleichen Feldamplitude aus seiner Ruhelage auslenken ließ.

Bei jeder Einzelmessung wurde, beginnend bei geringen Feldstärken, die Pulsamplitude soweit erhöht, bis zum einen eine Rotation des Kerns sichtbar wurde und zum anderen der XMCD-Kontrast ausreichend groß war, was die Voraussetzung für eine sinnvolle Auswertung ist.

Auffällig hierbei war, dass alleine zum Anregen einer Kernbewegung in den Dreischichtsystemen deutlich stärkere Magnetfeldpulse benötigt wurden als dies bei Py-Einfachschichten der Fall ist [47] [93]. Zudem waren in den für diese Arbeit präparierten Schichtproben vereinzelt Strukturelemente vorhanden, bei denen überhaupt keine Vortexgyration angeregt werden konnte. Um die Stromdichte in der Stripline nicht all zu groß werden zu lassen und somit eine Zerstörung der Leitung zu verhindern, konnten die Pulsamplituden nicht beliebig hoch gewählt werden.

t_{Cu}	Material	f [MHz]	T_{Puls} [ns]	B_{Puls} [mT]
3 ^(*)	Py	190	1,0	3,1
	Co	180 / 1 500	0,5	3,1
5 ^(*)	Py	160 / 1 130	1,6	3,6
	Co	155 / 1 000	1,6	3,6
7,5	Py	—	—	—
	Co	1 100	0,5	3,1
10	Py	690	1,1	4,5
	Co	900	0,5	4,4
15	Py	310	1,0	6,0
	Co	1 500	0,5	6,0

Tabelle A.1: Übersicht über die dynamischen Anregungsparameter der experimentellen Untersuchungen: Mit T_{Puls} ist die Pulsdauer und mit B_{Puls} die Magnetfeldamplitude bezeichnet.

^(*) Niederfrequenz-Rotation / Hochfrequenz-Gyration

A.2 Fehlerabschätzung: Experimentelle Ermittlung der Resonanzfrequenzen

Für die Fehlerabschätzung bezüglich der experimentellen Ermittlung der Resonanzfrequenzen in beiden ferromagnetischen Schichten wurden die folgenden Aspekte berücksichtigt:

- **Ableseungenauigkeit**

Die Auswertung der periodischen Kontrastmuster der Projektionsdarstellungen (vgl. Abb. 5.22 und Abb. 5.23) lieferte die Werte der experimentell gefundenen Resonanzfrequenzen der Vortexkern-Bewegungen in der Co- sowie in der Py-Schicht. Hierbei wurde anhand der Anzahl der Frames, welche einer Periode zugeordnet werden konnten, direkt auf die Periodendauer T und durch Kehrwertbildung auf die Resonanzfrequenz f geschlossen. Bei einem deutlich ausgeprägten Kontrastmuster und einer wenig gedämpften Gyrationbewegung konnten mehrere Perioden mit in Betracht gezogen werden, sodass der Ablesefehler gering war. Zudem ermöglichte eine große Periodendauer bzw. eine kleine Frequenz die Einbeziehung von vielen Einzelframes, was die Genauigkeit deutlich erhöhte.

Im Gegensatz dazu führte jedoch eine stark gedämpfte Rotations- bzw. Gyrationbewegung sowie ein sehr geringer Wert für T zu einer nicht zu vernachlässigenden Ungenauigkeit beim Ablesen, was sich vor allem bei hohen Resonanzfrequenzen als deutliche Fehlertoleranz auswirkte.

Bei allen Messungen lag eine Zeitauflösung von $\Delta t = 0,222\text{ns}$ zugrunde. In Tabelle A.2 sind die Anzahl der betrachteten Perioden, die Anzahl der miteinbezogenen Frames sowie die daraus resultierende Ableseungenauigkeit aufgelistet. Diese Abweichungen Δ_-f bzw. Δ_+f dienen als Grundlage für die Eintragung der Fehlerbalken in Abb. 5.24 und Abb. 5.31.

- **Probenpräparation**

Eine weitere Fehlerquelle betrifft den Formfaktor bzw. das Aspektverhältnis der hergestellten Strukturelemente. Alle Struktu-

t_{Cu} [nm]		Anzahl Frames	Anzahl Perioden	$\Delta_- f$ [MHz]	$\Delta_+ f$ [MHz]
3 ^(*)	Py	48 ± 2	2	8	7
	Co	25 ± 1 / 9 ± 1	1 / 3	8 / 150	8 / 190
5 ^(*)	Py	85 ± 2 / 8 ± 1	3 / 2	4 / 126	4 / 161
	Co	88 ± 2 / 9 ± 1	3 / 2	4 / 99	3 / 126
10	Py	13 ± 1	2	49	58
	Co	25 ± 1	5	35	37
15	Py	88 ± 2	6	7	7
	Co	6 ± 1	2	216	299

Tabelle A.2: Fehlerabschätzung der experimentell ermittelten Resonanzfrequenzen aufgrund von Ableseungenauigkeiten der Projektionsdarstellungen. Aufgelistet ist die Anzahl der zur Berechnung berücksichtigten Einzelframes, die Anzahl der beobachteten Perioden sowie die daraus resultierende Ungenauigkeit bezüglich der Resonanzfrequenz $\Delta_- f$ bzw.

$\Delta_+ f$.

^(*) Niederfrequenz-Rotation / Hochfrequenz-Gyration

ren, an denen experimentelle Untersuchungen stattfanden, hatten einen nominellen Durchmesser bzw. eine nominelle Kantenlänge von $a = 500 \text{ nm}$, sodass sich für jede Einzelschicht ein nominelles Aspektverhältnis von $\beta = 0,2$ ergab. Aufgrund der Ungenauigkeit, bedingt durch die Schichtherstellung sowie das Strukturierungsverfahren, wird eine Abweichung des Aspektverhältnisses von maximal $\Delta\beta = \pm 0,02$ angenommen.

Da die Resonanzfrequenz der gyrotropen Vortexkern-Mode vom Aspektverhältnis der ferromagnetischen Struktur abhängt [94], folgt somit für die Resonanzfrequenz eine Abweichung von $\Delta f = \pm 100 \text{ MHz}$.

Diese Abweichung fließt jedoch nicht in die Darstellung der Fehlerbalken in Abb. 5.31 ein, da es sich nicht um direkte Auswirkungen der experimentellen Messungen selbst handelt.

Literaturverzeichnis

- [1] K. Yu. Guslienko, K. S. Buchanan, S. D. Bader, and V. Novosad. Dynamics of coupled vortices in layered magnetic nanodots. *Appl. Phys. Lett.*, 86:223112–223115, 2005.
- [2] G. Binasch, P. Gruenberg, F. Saurenbach, and W. Zinn. Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. *Phys. Rev. B*, 39:4828–4830, 1989.
- [3] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert, Nguyen Van Dau, R.F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas. Giant magnetoresistance of (001)fe/(001)cr magnetic superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, 61:2472, 1988.
- [4] G Reiss, L van Loyen, T Lucinski, D Elefant, H Brueckl, N Mattern, R Rennekamp, and W Ernst. Presence and absence of antiferromagnetic coupling and giant magnetoresistance in sputtered and evaporated permalloy/copper multilayers. *J. Magn. Magn. Mater.*, 184:281 – 288, 1998.
- [5] K. Pettit, S. Gider, S. S. P. Parkin, and M. B. Salamon. Strong bi-quadratic coupling and antiferromagnetic-ferromagnetic crossover in nife/cu multilayers. *Phys. Rev. B*, 56:7819–7822, 1997.
- [6] S.S.P. Parkin, N. More, and K.P. Roche. Oscillations in exchange coupling and magnetoresistance in metallic superlattice structures: Co/ru, co/cr, and fe/cr. *Phys. Rev. Lett.*, 64:2304–2307, 1990.
- [7] K.Yu. Guslienko, B.A. Ivanov, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, and K. Fukamichi. Eigenfrequencies of vortex state excitations in magnetic submicron-size disks. *J. Appl. Phys.*, 91:8037–8039, 2002.
- [8] A.R. Voelkel, A.R. Bishop, F.G. Mertens, and G.M. Wysin. Dynamics of vortices in quasi-two-dimensional classical heisenberg

- magnets with weak easy-plane anisotropy. *J. Phys.: Condens. Matter*, 4:9411, 1992.
- [9] J.P. Zagorodny, Y. Gaididei, F.G. Mertens, and A.R. Bishop. Switching of vortex polarization in 2d easy-plane magnets by magnetic fields. *Eur. Phys. J. B*, 31:471–487, 2003.
- [10] V. Novosad, F.Y. Fradin, P.E. Roy, K.S. Buchanan, K.Yu. Guslienko, and S.D. Bader. Magnetic vortex resonance in patterned ferromagnetic dots. *Phys. Rev. B*, 72:024455–024460, 2005.
- [11] B. Van Waeyenberge, A. Puzic, H. Stoll, K. W. Chou, T. Tylizszczak, R. Hertel, M. Faehnle, H. Brueckl, K. Rott, G. Reiss, I. Neudecker, D. Weiss, C. H. Back, and G. Schuetz. Magnetic vortex core reversal by excitation with short bursts of an alternating field. *Nature*, 444:461–464, 2006.
- [12] A. Wachowiak, J. Wiebe, M. Bode, O. Pietzsch, M. Morgenstern, and R. Wiesendanger. Internal spin-structure of magnetic vortex cores observed by spin-polarized scanning tunneling microscopy. *Science*, 298:577, 2002.
- [13] T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf, K. Shigeto, and T. Ono. Magnetic vortex core observation in circular dots of permalloy. *Science*, 289:930–932, 2000.
- [14] K. Strnat, G. Hoffer, J. Olson, W. Ostertag, and J. J. Becker. A family of new cobalt-base permanent magnet materials. *J. Appl. Phys.*, 38:1001–1002, 1967.
- [15] H. Kronmueller. Micromagnetism in hard magnetic materials. *J. Magn. Magn. Mater.*, 7:341–350, 1978.
- [16] J.J. Croat. Pr-fe and nd-fe-based materials: A new class of high-performance permanent magnets. *J. Appl. Phys.*, 55:2078–2082, 1984.
- [17] M. Sagawa, S. Fujimura, N. Togawa, H. Yamamoto, and Y. Matsuura. New material for permanent magnets on a base of nd and fe. *J. Appl. Phys.*, 55:2083 – 2087, 1984.
- [18] P. Weiss. L hypothese du champ moleculaire et la propriete ferromagnetique. *Journal de Physique*, 6:661, 1907.
- [19] W. Heisenberg. Zur theorie des ferromagnetismus. *Zeitschrift f-r*

- Physik*, 49:619–636, 1928.
- [20] L. Bergmann, C. Schaefer, and W. Raith. *Lehrbuch der Experimentalphysik, Bd. 6, Festkoerper*. De Gruyter, 1992.
 - [21] W.F. Brown. The fundamental theorem of the theory of fine ferromagnetic particles. *Ann. N. Y. Acad. Sci.*, 147:463–488, 1969.
 - [22] L. Landau and E.M. Lifshitz. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies. *Physikalische Zeitschrift der Sowjetunion*, 8:153–169, 1935.
 - [23] C. Kittel. Physical theory of ferromagnetic domains. *Rev. of Mod. Phys.*, 21:541–583, 1949.
 - [24] R. Hllinger, A. Killinger, and U. Krey. Statics and fast dynamics of nanomagnets with vortex structure. *J. Magn. Magn. Mater.*, 261:178–189, 2003.
 - [25] H. Kronmueller and M. Faehnle. *Micromagnetism and the microstructure of ferromagnetic solids*. Cambridge University Press, 2003.
 - [26] J.A. Osborn. Demagnetization factors of the general ellipsoid. *Phys. Rev.*, 67:351–357, 1945.
 - [27] E.H. Frei, S. Shtrikman, and D. Treves. Critical size and nucleation field of ideal ferromagnetic particles. *Phys. Rev.*, 106:446–455, 1957.
 - [28] S. Hikami and T. Tsuneto. Phase transition of quasi-two dimensional planar system. *Prog. Theor. Phys.*, 63:387–401, 1980.
 - [29] S. Takeno and S. Homma. Classical spin systems, nonlinear evolution equations and nonlinear excitations. *Prog. Theor. Phys.*, 64:1193–1211, 1980.
 - [30] E. Feldtkeller and H. Thomas. Struktur und energie von blochlinien und d-nnen ferromagnetischen schichten. *Phys Kondens. Mater.*, 4:8–14, 1965.
 - [31] A. Wachowiak, J. Wiebe, M. Bode, O. Pietzsch, M. Morgenstern, and R. Wiesendanger. Direct observation of internal spin structure of magnetic vortex cores. *Science*, 298:577–580, 2002.
 - [32] K.W. Chou, A. Puzic, H. Stoll, D. Dolgos, G. Schuetz, B. Van

- Waeyenberge, A. Vansteenkiste, T. Tylizszczak, G. Woltersdorf, and C. H. Back. Direct observation of the vortex core magnetization and its dynamics. *Appl. Phys. Lett.*, 90:202505, 2007.
- [33] D. Dolgos. Magnetische vortexstrukturen untersucht mit zeitaufge-
loester roentgenmikroskopie und mikromagnetischen simulationen. Master's thesis, Institut für Theoretische und Angewandte Physik der Universität Stuttgart und Max-Planck-Institut für Metallfor-
schung in Stuttgart, 2007.
- [34] U. Dibbern. *Sensors: A Comprehensive Survey*. Wiley-VCH Verlag GmbH, 1989.
- [35] R. Hunt. A magnetoresistive readout transducer. *Transactions on Magnetism*, 7:150 – 154, 1971.
- [36] D. Thompson, L. Romankiw, and A. Mayadas. Thin film magneto-
resistors in memory, storage, and related applications. *Transactions on Magnetism*, 11:1039 – 1050, 1975.
- [37] P. Gruenberg, R. Schreiber, Y. Pang, M.B. Brodsky, and H. So-
wers. Layered magnetic structures: Evidence for antiferromagnetic
coupling of fe layers across cr interlayers. *Phys. Rev. Lett.*, 57:2442–
2445, 1986.
- [38] P. Bruno. Theory of interlayer magnetic coupling. *Phys. Rev. B*,
52:411–439, 1995.
- [39] J. C. S. Kools, W. Kula, D. Mauri, and T. Lin. Effect of finite
magnetic film thickness on n-el coupling in spin valves. *J. Appl.*
Phys., 85:4466 – 4468, 1999.
- [40] J. C. Slonczewski. Fluctuation mechanism for biquadratic exchange
coupling in magnetic multilayers. *Phys. Rev. Lett.*, 67:3172–3175,
1991.
- [41] R. Coehoorn. Period of oscillatory exchange interactions in co/cu
and fe/cu multilayer systems. *Phys. Rev. B*, 44:9331–9337, 1991.
- [42] T.L. Gilbert. A phenomenological theory of damping in ferro-
magnetic materials. *Transactions on Magnetism*, 40:3443–3449,
2004.
- [43] K.Yu. Guslienko and K.L. Metlov. Evolution and stability of a
magnetic vortex in a small cylindrical ferromagnetic particle under

- applied field. *Phys. Rev. B*, 63:100403–100407, 2001.
- [44] B.E. Argyle, E. Terrenzio, and J.C. Slonczewski. Magnetic vortex dynamics using the optical cotton-mouton effect. *Phys. Rev. Lett.*, 53:190–193, 1984.
- [45] N.A. Usov and S.E. Peschany. Flower state micromagnetic structure in fine cylindrical particles. *J. Magn. Magn. Mater.*, 130:275–287, 1994.
- [46] W. Scholz, J. Fidler, T. Schrefl, D. Suess, R. Dittrich, H. Forster, and V. Tsiantos. Scalable parallel micromagnetic solvers for magnetic nanostructures. *Computational Materials Science*, 28:366–383, 2003.
- [47] M. Curcic, B. Van Waeyenberge, A. Vansteenkiste, M. Weigand, V. Sackmann, H. Stoll, M. Faehnle, T. Tylliszczak, G. Woltersdorf C.H. Back, and G. Schuetz. Polarization selective magnetic vortex dynamics and core reversal in rotating magnetic fields. *Phys. Rev. Lett.*, 101:197204–197208, 2008.
- [48] Ki-Suk Lee and Sang-Koog Kim. Two circular-rotational eigenmodes and their giant resonance asymmetry in vortex gyrotropic motions in soft magnetic nanodots. *Phys. Rev. B*, 78:014405–014411, 2008.
- [49] Q.F. Xiao, J. Rudge, B.C. Choi Y.K. Hong, and G. Donohoe. Dynamics of ultrafast magnetization reversal in submicron elliptical permalloy thin film elements. *Phys. Rev. B*, 73:104425–104430, 2006.
- [50] R. Hertel, S. Gliga, M. Faehnle, and C.M. Schneider. Ultrafast nanomagnetic toggle switching of vortex cores. *Phys. Rev. Lett.*, 98:117201–117205, 2007.
- [51] A.A. Thiele. Steady-state motion of magnetic domains. *Phys. Rev. Lett.*, 30:230–233, 1973.
- [52] D. Huber. Equation of motion of a spin vortex in a two-dimensional planar magnet. *J. Appl. Phys.*, 53:1899–1900, 1982.
- [53] J. Brentano. Focussing method of crystal powder analysis by x-rays. *Proc. Phys. Soc. London*, 37:184, 1924.
- [54] G. Binnig, C.F. Quate, and Ch. Gerber. Atomic force microscope.

- Phys. Rev. Lett.*, 56:930–933, 1986.
- [55] Dario Pozas Zepeda Universidad de Colima. Elaborada por Fis. <http://fejer.ucol.mx/meb/galeria.php>.
- [56] Inc. <http://www.appnano.com/products/silicon-nitride/> Applied NanoStructures.
- [57] Y. Martin, C.C. Williams, and H.K. Wickramasinghe. Atomic force microscope-force mapping and profiling on a sub 100 angstrom scale. *J. Appl. Phys.*, 61:4723–4729, 1987.
- [58] Y. Martin, D. Rugar, and H.K. Wickramasinghe. High-resolution magnetic imaging of domains in tbfe by force microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 52:244–246, 1988.
- [59] Michael Kathke. Supraleitung - eine einfuehrung, 1999.
- [60] Marita Gierlings. *Magnetic properties of exchange-coupled antiferromagnetic/ferromagnetic multilayers studied by Polarized Neutron Reflectometry and Low Temperature Nuclear Orientation*. PhD thesis, Freie Universitaet Berlin, 2002.
- [61] E. Goering. X-ray magnetic circular dichroism sum rule correction for the light transition metals. *Philosophical Magazine*, 85:2895–2911, 2005.
- [62] J.L. Erskine and E.A. Stern. Calculation of the m23 magneto-optical absorption spectrum of ferromagnetic nickel. *Phys. Rev. B*, 12:5016–5024, 1975.
- [63] G. Schuetz, W. Wagner, W. Wilhelm, P. Kienle, R. Zeller, R. Frahm, and G. Materlik. Absorption of circularly polarized x rays in iron. *Phys. Rev. Lett.*, 58:737–740, 1987.
- [64] J. Stoehr. X-ray magnetic circular dichroism spectroscopy of transition metal thin films. *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.*, 75:253 – 272, 1995.
- [65] E. P. Wohlfarth. Collective electron ferromagnetism. iii. nickel and nickel-copper alloys. *Proc. R. Soc. Lond. A*, 195:434–463, 1949.
- [66] C. T. Chen, Y. U. Idzerda, H.-J. Lin, N. V. Smith, G. Meigs, E. Chaban, G. H. Ho, E. Pellegrin, and F. Sette. Experimental confirmation of the x-ray magnetic circular dichroism sum rules for iron and cobalt. *Phys. Rev. Lett.*, 75:152–155, 1995.

-
- [67] J. Stoehr and H. C. Siegmann. *Magnetism: From Fundamentals to Nanoscale Dynamics*. Springer, 2006.
- [68] L. Bergmann, C. Schaefer, and H. Niedrig. *Lehrbuch der Experimentalphysik, Bd.3, Optik*. Gruyter, 2004.
- [69] <http://www.helmholtz-berlin.de>.
- [70] S. Sasaki, K. Kakuno, T. Takada, T. Shimada, K. Yanagida, and Y. Miyahara. Design of a new type of planar undulator for generating variably polarized radiation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 331:763 – 767, 1993.
- [71] A. T. Young, V. Martynov, and H. A. Padmore. Magnetic high-resolution spectroscopy with beamline 4.0.1-2: an elliptically polarizing undulator beamline at the advanced light source. *J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom.*, 101-103:885 – 889, 1999.
- [72] J. Schwinger. On the classical radiation of accelerated electrons. *Phys. Rev.*, 75:1912–1925, 1949.
- [73] G. Schuetz, E. Goering, and H. Stoll. *Synchrotron Radiation Techniques Based on X-ray Magnetic Circular Dichroism. Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials*. John Wiley & Sons, Ltd, 2007.
- [74] D. Attwood. *Soft X-Rays and Extreme Ultraviolet Radiation: Principles and Applications*. Cambridge University Press, 1999.
- [75] W. Chao, B. D. Harteneck, J. A. Liddle, E. H. Anderson, and D. T. Attwood. Soft x-ray microscopy at a spatial resolution better than 15 nm. *Nature*, 435:1210–1213, 2005.
- [76] H. Stoll, A. Puzic, B. Van Waeyenberge, P. Fischer, J. Raabe, M. Buess, T. Haug, R. Hoellinger, C. Back, D. Weiss, and G. Denbeaux. High-resolution imaging of fast magnetization dynamics in magnetic nanostructures. *Appl. Phys. Lett.*, 84:3328–3330, 2004.
- [77] M. J. Donahue and D. G. Porter. *OOMMF Users Guide, Version 1.0, Interagency Report NISTIR 6376*, <http://math.nist.gov/oommf/>. National Institute of Standards and Technology.
- [78] F.C. Frank and J. H. van der Merwe. One-dimensional dislocations. i. static theory. *Proceedings of the Royal Society of London. Series*

- A, *Mathematical and Physical Sciences*, 198:205–216, 1949.
- [79] M. Volmer and A. Weber. Germ-formation in oversaturated figures. *Z. Phys. Chem.*, 119:277–301, 1926.
- [80] A. Paul, T. Damm, D. E. Buegler, S. Stein, H. Kohlstedt, and P. Gruenberg. Optimizing the giant magnetoresistance of ni-fe/cu/co pseudo spin-valves prepared by magnetron sputtering. *Appl. Phys. Lett.*, 82:1905–1907, 2003.
- [81] J. Schleiwies, G. Schmitz, S. Heitmann, and A. Huetten. Nanoanalysis of co/cu/nife thin films by tomographic atom probe. *Appl. Phys. Lett.*, 78:3439 – 3441, 2001.
- [82] J. L. Leal and M. H. Kryder. Interlayer coupling in spin valve structures. *Transactions on Magnetism*, 32:4642 – 4644, 1996.
- [83] K. Hoshino, S. Noguchi, R. Nakatani, H. Hoshiya, and Y. Sugita. Magnetoresistance and interlayer exchange coupling between magnetic layers in fe-mn/ni-fe-co/cu/ni-fe-co multilayers. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 33:1327–1333, 1994.
- [84] C. T. Chen, N. V. Smith, and F. Sette. Exchange, spin-orbit, and correlation effects in the soft-x-ray magnetic-circular-dichroism spectrum of nickel. *Phys. Rev. B*, 43:6785–6787, 1991.
- [85] A. S. Edelstein, K. M. Bussmann, and D. C. Turner. Interlayer coupling in co/cu/permalloy/cu multilayers. *J. Appl. Phys.*, 83:4848–4854, 1998.
- [86] J. L. Bubendorff, C. Meny, E. Beaurepaire, P. Panissod, and J. P. Bucher. Electrodeposited cobalt films: hcp versus fcc nanostructuring and magnetic properties. *European Physical Journal B*, 17:635–643, 2000.
- [87] A. Sharma, R. Brajpuriya, S. Tripathi, and S. M. Chaudhari. Study of annealed co thin films deposited by ion beam sputtering. *Journal of Vacuum Science Technology A*, 24:74–77, 2006.
- [88] S. J. Steinmuller, C. A. F. Vaz, V. Stroem, C. Moutafis, D. H. Y. Tze, C. M. Guertler, M. Klauui, J. A. C. Bland, and Z. Cui. Effect of substrate roughness on the magnetic properties of thin fcc co films. *Phys. Rev. B*, 76:054429(8), 2007.
- [89] S. Wintz, T. Strache, M. Körner, M. Fritzsche, D. Markó,

- I. Moench, R. Mattheis, J. Raabe, C. Quitmann, J. McCord, A. Erbe, and J. Fassbender. Direct observation of antiferromagnetically oriented spin vortex states in magnetic multilayer elements. *Appl. Phys. Lett.*, 98:232511–232514, 2011.
- [90] K. Yu. Guslienko, W. Scholz, R. W. Chantrell, and V. Novosad. Vortex-state oscillations in soft magnetic cylindrical dots. *Phys. Rev. B*, 71:144407–144415, 2005.
- [91] S. S. Cherepov, B. C. Coop, A. Yu. Galkin, R. S. Khymyn, B. A. Ivanov, D. C. Worledge, and V. Korenivski. Core-core dynamics in spin vortex pairs. *Phys. Rev. Lett.*, 109:097204(5), 2012.
- [92] A. Konovalenko, E. Lindgren, S.S. Cherepov, V. Korenivski, and D.C. Worledge. Spin dynamics of two-coupled nanomagnets in spin-flop tunnel junctions. *Phys. Rev. B*, 80:144425–1 – 144425–6, 2009.
- [93] A. Vansteenkiste. *Dynamics of magnetic vortices in nanodots: experiment and simulation*. PhD thesis, Universiteit Gent, 2009.
- [94] A. Vansteenkiste, J. De Baerdemaeker, K.W. Chou, H. Stoll, M. Curcic, T. Tylliszczak, G. Wolterdorf, C.H. Back, G. Schuetz, and B. Van Waeyenberge. Influence of domain wall pinning on the dynamic behavior of magnetic vortex structures: Time-resolved scanning x-ray transmission microscopy in nife thin film structures. *Phys. Rev. B*, 77:144420, 2008.
- [95] K. Y. Guslienko. Low-frequency vortex dynamic susceptibility and relaxation in mesoscopic ferromagnetic dots. *Appl. Phys. Lett.*, 89:022510–022510–3, 2006.
- [96] <http://www.magpar.net/DownloadPage>.
- [97] Su-Hyeong Jun, Je-Ho Shim, Suhk-Kun Oh, Seong-Cho Yu, Dong-Hyun Kim, B. Mesler, and P. Fischer. Nonlinear motion of coupled magnetic vortices in ferromagnetic/nonmagnetic/ferromagnetic trilayer. *Appl. Phys. Lett.*, 95:142509–142509–3, 2009.
- [98] N. Locatelli, V.V. Naletov, J. Grollier, G. de Loubens, V. Cros, C. Deranlot, C. Ulysse, G. Faini, O. Klein, and A. Fert. Dynamics of two coupled vortices in a spin valve nanopillar excited by spin transfer torque. *Appl. Phys. Lett.*, 98:062501–062504, 2011.

- [99] Y. Martin and H.K. Wickramasinghe. Magnetic imaging by force microscopy with 1000 angstrom resolution. *Appl. Phys. Lett.*, 50:1455–1457, 1987.
- [100] J.P. Park, P. Eames, D.M. Engebretson, J. Berezovsky, and P.A. Crowell. Imaging of spin dynamics in closure domain and vortex structures. *Phys. Rev. B*, 67:020403, 2003.
- [101] W. Scholz and K. Yu. Guslienko. Transition from single-domain to vortex state in soft magnetic cylindrical nanodots. *J. Magn. Magn. Mater.*, 266:155–163, 2003.
- [102] P. Szary, O. Petravic, F. Brüssing, M. Ewerlin, and H. Zabel. Indication of vortex stabilization and buckling in circular shaped magnetic nanostructures. *J. Appl. Phys.*, 107:113922 – 113922–6, 2010.
- [103] W. Thomson. On the electro-dynamic qualities of metals: Effects of magnetization on the electric conductivity of nickel and of iron. *Proc. Roy. Soc. London*, 8:546–550, 1857.
- [104] S. Wintz, T. Strache, M. Koerner, C. Bunce, A. Banholzer, I. Moench, R. Mattheis, J. Raabe, C. Quitmann, J. McCord, A. Erbe, K. Lenz, and J. Fassbender. Control of vortex pair states by post-deposition interlayer exchange coupling modification. *Phys. Rev. B*, 85:134417, 2012.

Danksagung

Sehr herzlich bedanken möchte ich mich bei Frau Prof. Dr. Gisela Schütz, die mir die Durchführung sowie die Bearbeitung dieses herausfordernden Themas in ihrer Abteilung ermöglicht hat und mich während des Verlaufs meiner Promotion sehr unterstützt hat.

Vielen Dank auch an Herrn Prof. Dr. Peer Fischer für die freundliche Übernahme des Mitberichts sowie an Herrn Prof. Dr. Guido Schmitz, welcher den Prüfungsvorsitz übernommen hat.

Auch danke ich ganz herzlich PD Dr. Dagmar Goll, welche die Betreuung des präparativen Teils meiner Arbeit übernommen hat.

Dr. Hermann Stoll hat es mir ermöglicht, am Elektronensynchrotron in der Schweiz (SLS) sowie in Berlin (BESSY II) meine Experimente an den jeweiligen Röntgentransmissionsmikroskopen durchzuführen. Dafür einen sehr herzlichen Dank.

Desweiteren hat mir die Unterstützung von Markus Weigang bei BESSY II vor Ort, welcher gemeinsam mit Michael Bechtel unser STXM MAXYMUS wissenschaftlich sowie technisch betreut, sehr geholfen.

Ebenso herzlich bedanken möchte ich mich bei Matthias Noske für die Unterstützung während einer meiner Strahlzeiten sowie seiner besonderen Mithilfe bei der Durchführung der dynamischen mikromagnetischen Simulationen.

Dr. Michael Curcic sowie Dr. Aleksandar Puzic haben mich sowohl bei wissenschaftlichen als auch bei technischen Fragestellungen stets hilfreich unterstützt.

Bezüglich der Probenpräparation möchte ich mich ganz ausdrücklich bei unserem technischen Personal, Theresa Dragon und Bernd Ludescher, bedanken. Theresa hat für mich viele wichtige Arbeiten im Reinraum durchgeführt, und Bernd hat sich sorgsam um den Sputterprozess

gekümmert.

Auch Ilse Lakemeyer des Dünnschichtlabors möchte ich besonderen Dank für die Unterstützung bezüglich der Herstellung des mittels der MBE aufgedampften Stripline-Materials aussprechen.

Ein großes Dankeschön auch an Monika Kotz, die mir durch ihr Einfühlungsvermögen und ihre mentale Unterstützung stets Mut zugesprochen hat. Danke!

Mein abschließender Dank geht besonders an meine Eltern, die mich während meines Studiums der Werkstoffwissenschaft an der Universität Stuttgart sehr unterstützt haben, was erst die Voraussetzung für die Durchführung meiner Promotion am Max-Planck-Institut für Intelligente Systeme in Stuttgart war.

Erklärung über die Eigenständigkeit der Dissertation

Ich versichere, dass ich die vorliegende Arbeit mit dem Titel „Vortex-Kern-Korrelation in gekoppelten Systemen“ selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe; aus fremden Quellen entnommene Passagen und Gedanken sind als solche kenntlich gemacht.

Declaration of Authorship

I hereby certify that the dissertation entitled „Vortex-Kern-Korrelation in gekoppelten Systemen“ is entirely my own work except where otherwise indicated. Passages and ideas from other sources have been clearly indicated.

Name / Name:

Unterschrift / Signed:

Datum / Date:
