

**Untersuchung der magnetischen
Eigenschaften von Systemen
reduzierter Dimensionen mittels
Magnetotransport und
Röntgenholographie**

Dissertation

**zur Erlangung des Doktorgrades
des Department Physik
der Universität Hamburg**

vorgelegt von

Björn Beyersdorff
aus Oldenburg in Holstein

Hamburg
September 2014

Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. Hans Peter Oepen
Universität Hamburg

Prof. Dr. Kornelius Nielsch
Universität Hamburg

Gutachter der Disputation:

Prof. Dr. Hans Peter Oepen
Universität Hamburg

Prof. Dr. Ralf Röhlsberger
DESY, Hamburg

Datum der Disputation:

4.12.2014

Vorsitzender des Prüfungsausschusses:

Prof. Dr. Michael Thorwart

Vorsitzende des Promotionsausschusses:

Prof. Dr. Daniela Pfannkuche

**Dekan der Fakultät für Mathematik,
Informatik und Naturwissenschaften:**

Prof. Dr. Heinrich Graener

Kurzzusammenfassung

Im Rahmen dieser Doktorarbeit wird das magnetische Verhalten von Systemen reduzierter Dimensionen mittels Magnetotransport und Röntgenholographie untersucht. Thema des ersten Kapitels ist die Manipulation von Domänenwänden mithilfe von spinpolarisierten Strömen. Dazu werden Permalloy-Nanodrähte auf einem Diamantsubstrat präpariert und mit einem Kältebad aus flüssigem Stickstoff gekühlt, so dass hohe Gleichstromdichten in der Größenordnung von $2 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ erreicht werden können. In den V-förmigen Nanodrähten werden Domänenwände mithilfe eines externen Feldes eingesät und das magnetische Schalten des Drahtes mittels Magnetotransportmessungen untersucht. Anhand von mikromagnetischen Simulationen können die Details des Schaltprozesses erklärt werden. Durch die Variation der Stromdichte und der magnetischen Struktur des Drahtes kann eine stromgestützte Domänenwandbewegung eindeutig nachgewiesen werden. Durch eine Zuordnung der Stromdichte zur Drahttemperatur können Aussagen über die Temperaturabhängigkeit der Spin-Transfer-Torque-Effizienz gemacht werden.

Im zweiten Kapitel wird der Einfluss von externen Feldern und der magnetostatischen Kopplung auf die magnetische Mikrostruktur von Permalloy-Nanorechtecken untersucht. Zunächst wird die Abhängigkeit des Remanenzzustandes vom Winkel eines vorher angelegten externen Magnetfelds diskutiert und das gefundene Verhalten mithilfe von mikromagnetischen Simulationen beschrieben. Die verschiedenen Remanenzzustände weisen in den Magnetotransportmessungen charakteristische Signaturen auf, anhand der sich mikromagnetische Details der Zustände ableiten lassen. Abschließend wird die gegenseitige Beeinflussung unterschiedlicher Remanenzzustände in Rechteckketten untersucht, die auf Grund verschiedener Oberflächenladungen der einzelnen Zustände auftritt.

Das dritte Kapitel präsentiert mehrere Beiträge zu einem neu entwickelten Röntgenholographie-Mikroskop. Eine Aufgabe war es, eine Methode zur parallelen Ausrichtung zweier Siliziumnitrid Membranen zu entwickeln, von denen eine die Probe und die andere die so genannte Optik-Maske darstellt. Dabei wird ausgenutzt, dass beide Membranen einen Plattenkondensator bilden, wenn sie mit einem dünnen Metallfilm bedampft sind. Die Kapazität dieses Kondensators hängt vom Abstand der Membranen und ihrem Winkel zueinander ab. Es konnte gezeigt werden, dass die letztere Abhängigkeit ein auf unter $0,1^\circ$ genaues paralleles Ausrichten der Membranen erlaubt. Eine weitere Aufgabe war die Entwicklung eines Systems, das das Applizieren von magnetischen Feldern in Strahlrichtung und in der Probenebene erlaubt. Wegen des kompakten Designs, das auch im Hochvakuum verwendet werden kann, wurde das Konzept einer sogenannten magnetischen Mangel umgesetzt. Bei dieser wird das magnetische Feld mittels vier computergesteuerter, drehbarer Permanentmagneten erzeugt, die durch ihre kontrollierte Überlagerung am Probenort das Anlegen von Feldern mit variabler Stärke und unterschiedlichen Winkeln erlauben.

Abstract

The subject of this thesis is the characterization of magnetic properties in systems of reduced dimensions via magnetotransport and x-ray holographic microscopy.

The first chapter deals with the manipulation of domain walls by spin-polarized currents due to spin-transfer torque. Permalloy nanowires were fabricated on a diamond substrate and cooled via a liquid-nitrogen reservoir, thus enabling the application of direct current densities up to 2×10^{12} A/m². Magnetic fields are used to seed domain walls into the V-shaped wires and the magnetic switching of the wire is observed by means of magnetotransport measurements. Details of the switching process can be explained by micromagnetic simulations. By varying the current density and magnetic structure of the wire the current-assisted domain wall depinning can be unambiguously detected. The temperature dependence of the spin-transfer-torque efficiency is deduced by mapping critical current densities to temperature.

The topic of the second chapter is the influence of external magnetic fields and magnetostatic coupling on the magnetic microstructure of Permalloy rectangles. At first, the dependence of the remanence state on the angle of a previously applied external magnetic field is determined via SEMPA. Its properties are explained by micromagnetic simulations. Measurements of the magnetoresistance signatures of different remanence states are discussed and compared with simulations. At last, the magnetostatic interaction of different remanence states in linear chains of permalloy rectangles is investigated that arise due to different magnetic surface charges of the remanence states.

The third chapter presents several contributions to a newly developed x-ray holographic microscope. One challenge was to develop a reliable method to obtain a parallel alignment of two silicon-nitride membranes, one of which being the sample and the other the so-called optics mask. It is utilized that both membranes form a capacitor when metalized with a thin metallic film. Its capacitance depends on the distance between both membranes as well as on the angle between them. The latter dependence allows for the parallel alignment of the membranes with a precision below 0.1 degree.

Another task was to develop a system to apply magnetic fields to the sample and to allow imaging at variable out-of-plane and in-plane fields. A so-called magnetic mangle was chosen because of its compact design suited for use in a high vacuum. The magnetic field originates from motor-driven rotatable permanent magnets and by partial mutual compensation of field components allows for computer-controlled application of fields of different angles and strengths.

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Einleitung | 1 |
| 2 | Temperaturabhängigkeit des Spin-Transfer-Torques in Permalloy-Nanodrähten | 5 |
| 2.1 | Grundlagen | 6 |
| 2.1.1 | Magnetisierungsdynamik | 6 |
| 2.1.2 | Geschichte des Spin-Transfer-Torques | 7 |
| 2.1.3 | Adiabatischer Spin-Transfer-Torque | 8 |
| 2.1.4 | Nichtadiabatischer Spin-Transfer-Torque | 11 |
| 2.1.5 | Anisotroper Magnetowiderstand | 13 |
| 2.2 | Probendesign und -präparation | 15 |
| 2.2.1 | Wahl des Substrates | 15 |
| 2.2.2 | Präparation des V-Drahtes | 16 |
| 2.2.3 | Domänenwände im V-Draht | 18 |
| 2.3 | Experimentelle Ergebnisse & Diskussion | 20 |
| 2.3.1 | Charakterisierung der Magnetowiderstandskurven | 20 |
| 2.3.2 | Einfluss der Temperatur auf das Schaltverhalten | 25 |
| 2.3.3 | Variation der Stromdichte | 26 |
| 2.3.4 | Nachweis des Spin-Transfer-Torques anhand von AMR-Sprunghöhen | 31 |
| 2.3.5 | Temperaturabhängigkeit der STT-Effizienz | 36 |
| 2.4 | Zusammenfassung und Ausblick | 38 |
| 3 | Feldabhängige magnetische Zustände in Permalloy-Rechtecken und deren magnetostatische Wechselwirkung | 41 |
| 3.1 | Grundlagen | 42 |
| 3.1.1 | UHV-Dual-Beam-Anlage | 42 |
| 3.1.2 | <i>In situ</i> -Magnetowiderstandsmessplatz | 43 |
| 3.1.3 | Magnetisches Filmsystem und Herstellung von Mikroschaltkreisen | 44 |
| 3.1.4 | Remanenzzustände in Permalloy-Rechtecken | 46 |
| 3.1.5 | Magnetowiderstandskurven von Landau-Zuständen | 50 |
| 3.2 | Untersuchungen einzelner Permalloy-Rechtecke | 52 |
| 3.2.1 | Abhängigkeit des Remanenzzustands von der Feldorientierung | 53 |
| 3.2.2 | Identifikation unterschiedlicher Remanenzzustände anhand von MR-Kurven | 61 |
| 3.2.3 | Einfluss von thermischen Anregungen auf das Ummagnetisierungsverhalten | 71 |

| | | |
|----------|--|------------|
| 3.3 | Untersuchungen der magnetostatischen Wechselwirkung zwischen Permalloy-Rechtecken | 73 |
| 3.3.1 | Wechselwirkung zwischen Rechtecken im Landau-Zustand | 73 |
| 3.3.2 | Abstandsabhängigkeit der Energiedichte verschiedener Kombinationen wechselwirkender Remanenzzustände | 76 |
| 3.3.3 | Magnetowiderstands-Signaturen von Landau-Zuständen unterschiedlichen Drehsinns | 81 |
| 3.4 | Zusammenfassung und Ausblick | 84 |
| 4 | Entwurf und Erprobung von Komponenten eines Röntgenholographie-Mikroskops (XHM) | 87 |
| 4.1 | Grundlagen der Röntgenholographie | 88 |
| 4.1.1 | Zirkularer magnetischer Röntgendichroismus | 88 |
| 4.1.2 | Fourier-Transformations-Holographie (FTH) | 90 |
| 4.1.3 | Weiterentwicklung der FTH zur XHM | 93 |
| 4.1.4 | Hologramm-Rekonstruktion | 94 |
| 4.2 | Probenausrichtung mittels Kapazitätsmessung | 100 |
| 4.2.1 | Aufbau des XHM | 100 |
| 4.2.2 | Abschätzung der Kapazitätsänderung | 102 |
| 4.2.3 | Messung der abstandsabhängigen Kapazität des Membrankondensators | 104 |
| 4.2.4 | Festlegung des Pivot-Punktes | 110 |
| 4.2.5 | Experimentelle Realisierung der parallelen Ausrichtung des Membranpaares | 113 |
| 4.3 | Magnetsystem des XHM-Experiments | 116 |
| 4.3.1 | Prinzip und Aufbau einer magnetischen Mangel | 116 |
| 4.3.2 | Beschreibung des Magnetsystems mithilfe des Dipol-Modells | 117 |
| 4.3.3 | FEM-Simulation des Magnetsystems | 121 |
| 4.3.4 | Kalibrierung der magnetischen Mangel | 122 |
| 4.3.5 | Erzeugen von Magnetfeldsequenzen | 123 |
| 4.3.6 | Ortsabhängigkeit des Magnetfeldes | 125 |
| 4.3.7 | Experimenteller Einsatz der magnetischen Mangel | 126 |
| 4.4 | Zusammenfassung und Ausblick | 128 |
| | Literaturverzeichnis | 131 |
| | Publikationsliste | 154 |
| | Konferenzbeiträge | 155 |
| | Danksagung | 157 |

1 Einleitung

Heutzutage leben wir in einer durch die digitalen Medien geprägten Gesellschaft, in der eine Fülle von Informationen, wie z.B. Nachrichten, Musik, wissenschaftliche Publikationen oder die Einträge in sozialen Netzwerken jederzeit zugänglich sind. Es ist eine kontinuierliche Herausforderung diese stetig anwachsende Menge an Daten zu speichern und zu verarbeiten. Die Speicherung großer Mengen an Daten geschieht bislang fast ausschließlich auf Basis magnetischer Speichermedien. Die einzigen nennenswerten Ausnahmen stellen Flashspeicher, die auf Basis von Halbleiterbauelementen arbeiten, und optische Speichermedien wie DVDs und Blue-ray Discs dar.

Die Entwicklung der Speicherdichte in magnetischen Medien hat in der Vergangenheit immense Fortschritte gemacht. In Anlehnung an das Mooresche Gesetz [1], das die exponentielle Zunahme der auf einem einzelnen Mikrochip untergebrachten Transistoren beschreibt, wird der zeitliche Anstieg der Speicherdichte durch Kryder's Gesetz beschrieben [2]. Dieses besagt, dass sich die Speicherdichte alle dreizehn Monate verdoppelt. Solche Wachstumsraten wurden möglich durch ein immer besseres Verständnis der zugrunde liegenden magnetischen Systeme und ihrer Eigenschaften [3], sowie durch Kenntnis und Ausnutzen neuer Magnetowiderstandseffekte wie dem Riesenmagnetowiderstand [4, 5] oder dem Tunnelmagnetowiderstand [6, 7]. Infolgedessen nahm die Speicherdichte von anfangs deutlich unter 1 Mb/in^2 auf 750 Gb/in^2 in 2013 zu [8]. Die fortschreitende Miniaturisierung der Bits führt jedoch neben der Annäherung an das superparamagnetische Limit, dem Punkt an dem die Magnetisierung auf Grund thermischer Anregung nicht mehr stabil ist, zu einer weiteren Herausforderung beim Schreiben der Bits [9]. Damit die Bits thermisch stabil sind, muss die Energiebarriere KV zwischen den zwei möglichen Zuständen groß gegen die thermische Energie $k_B T$ sein. Bei einer Reduktion des Volumens V der Bits muss daher die Anisotropie K zunehmen, um die thermische Stabilität zu gewährleisten. Da jedoch das Schreibfeld proportional zu K ist, muss dieses entsprechend zunehmen und weiterhin lokal beschränkt sein, so dass ein Schreiben benachbarter Bits verhindert wird.

Letzteres lässt sich durch eine Miniaturisierung der Schreibköpfe erreichen, mit der jedoch auch eine Begrenzung des Stromes auf einen kleineren Bereich verbunden ist, sodass die zum Schreiben benötigte Stromdichte ansteigt.

Ein möglicher Ausweg aus diesem Problem stellt das Schreiben der Bits mittels Strompulsen auf Basis des Spin-Transfer-Torques dar [10]. Dieser beschreibt einen Drehmomentübertrag zwischen polarisierten Leitungselektronen und den lokalen magnetischen Momenten, der zur Manipulation der Magnetisierung genutzt werden kann. Der Vorteil dieses Effekts ist, dass zum Schalten von Magnetisierung eine kritische Stromdichte benötigt wird, die unabhängig von der Größe der Bits ist.

Der Spin-Transfer-Torque-RAM [11–13] und der Racetrack-Speicher [14] sind zwei

1 Einleitung

Speicherkonzepte, die den Effekt des Spin-Transfer-Torques ausnutzen. Insbesondere der Racetrack-Speicher, bei dem die Bits in den Domänenwänden eines Drahtes kodiert werden, stellt ein vielversprechendes Speicherkonzept dar. Es handelt sich dabei um ein Domänenwand-Schieberegister, in dem die Bits durch das Vorhandensein oder Fehlen einer Domänenwand kodiert sind. Die Domänenwände können mit Hilfe von Oersted-Feldern gezielt im Draht nukleiert werden und lassen sich anschließend aufgrund des Spin-Transfer-Torques mit Strompulsen im Draht verschieben. Das Auslesen erfolgt mit Hilfe eines Sensors auf Basis einer magnetischen Tunnelbarriere. Aufgrund der hohen Domänenwandgeschwindigkeiten von über 100 m/s sind Zugriffszeiten um die 10-50 ns möglich [15], die an die von herkömmlichen Arbeitsspeichern herankommen. Im Gegensatz zu gängigem Arbeitsspeicher stellt der Racetrack-Speicher einen nicht-flüchtigen Speicher dar, da die Bits magnetisch gespeichert werden. Die grundlegenden Funktionen des Speichers konnten schon demonstriert werden [15]. Sollte es gelingen die Drähte wie vorgesehen senkrecht zur Substratoberfläche, auf der sich die Schreib- und Leseeinheiten befinden, anzuordnen, so ließen sich Speicherdichten erreichen, die mit denen von Festplatten vergleichbar sind. Bis ein solcher Speicher auf Basis des Spin-Transfer-Torques marktreif ist, müssen noch viele fundamentale und ingenieurtechnische Probleme gelöst werden. Ein noch wenig untersuchter Aspekt ist die Temperaturabhängigkeit des Spin-Transfer-Torques. Diese ist relevant, da die benötigten hohen Stromdichten in der Größenordnung von 10^{12} A/m² zu einer signifikanten Erwärmung des Drahtes führen, die den Betrieb möglicherweise beeinflussen.

In Kapitel 2 dieser Arbeit soll daher die Temperaturabhängigkeit des Spin-Transfer-Torques in Permalloy, einer weichmagnetischen Nickel-Eisen Legierung, im Mittelpunkt stehen. Dazu wird das Verhalten von Domänenwänden in V-förmigen Nanodrähten bei unterschiedlichen Temperaturen und Stromdichten mit Hilfe von Magnetowiderstandsmessungen untersucht. Mikromagnetische Simulationen helfen bei der Interpretation der Daten und erlauben es zusammen mit Symmetrieargumenten den Spin-Transfer-Torque eindeutig als Ursache der Domänenwandbewegung zu bestimmen.

Im Rahmen der Spintronik wurden jedoch nicht nur neue Speicherkonzepte vorgeschlagen, sondern auch neue Ansätze für Logik-Schaltungen, die eines Tages eine Alternative zur heutigen CMOS-Logik darstellen könnten [16]. Der Vorteil gegenüber der bisherigen CMOS-Technologie wäre eine höhere Datenverarbeitungsrate, sowie ein niedrigerer Energieverbrauch [10]. Auch wäre solch ein System aufgrund der nichtflüchtigen Speicherung der logischen Zustände unempfindlich gegenüber Stromverlust.

Ein Beispiel ist die magnetische Domänenwandlogik von Allwood et al. [17–19], bei der mit Hilfe einer speziellen Drahtgeometrie und eines rotierenden magnetischen Feldes die grundlegenden Logikfunktionen realisiert werden konnten. Einen weiteren Ansatz stellen die sog. quantum cellular automata (QCA) von Cowburn et al. dar [16]. Sie bestehen aus einem Netzwerk von magnetischen Teilchen, in denen die logische 0 oder 1 durch die Orientierung der Magnetisierung festgelegt wird. Mittels eines externen oszillierenden Magnetfelds können diese Information durch das Netzwerk propagieren. Durch unterschiedliches Anordnen der magnetischen Teilchen konnten die logischen NAND- und NOR-Operationen realisiert werden, aus denen

sich alle weiteren logischen Verknüpfungen realisieren lassen [20].

Für die Realisierung solcher magnetischer Logik-Schaltungen ist ein genaues Verständnis der magnetischen Zustände der Teilchen und deren gegenseitiger Wechselwirkung unabdingbar. Kapitel 3 beschäftigt sich mit der Charakterisierung von unterschiedlichen mikromagnetischen Zuständen in Permalloy-Rechtecken und dem Einfluss der magnetostatischen Kopplung auf diese. Es wird zunächst die Abhängigkeit des Remanenzzustands vom Winkel des externen Felds untersucht und das gefundene Verhalten mit Hilfe eines mikromagnetischen Modells erklärt. Anschließend werden mittels Magnetowiderstandsmessungen die unterschiedlichen Zustände identifiziert und charakterisiert, bevor auf die magnetostatische Wechselwirkung verschiedener Remanenzzustände untereinander eingegangen wird.

Die Untersuchungen der ersten beiden Kapitel basieren größtenteils auf Magnetowiderstandsmessungen und ergänzenden mikromagnetischen Simulationen. Obwohl sich mit diesen Techniken vielfältige Erkenntnisse gewinnen lassen, ist der ergänzende Einsatz von bildgebenden Methoden zur Abbildung magnetischer Strukturen vorteilhaft. Eine Technik mit der sich magnetische Systeme elementspezifisch mit hoher Auflösung von bis zu 10 nm abbilden lassen, ist die Röntgenholographie-Mikroskopie (engl. **X-ray Holographic Microscopy**) [21]. In Kapitel 4 wird zunächst auf die der XHM zugrundeliegende Technik der Fourier-Transformations-Holographie eingegangen und anschließend zwei Untersysteme eines neuen Mikroskops vorgestellt, die im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurden. Dabei handelt es sich einerseits um ein kompaktes, auf Permanentmagneten basierendes System zum Generieren von Magnetfeldern und andererseits um eine Technik zur Ausrichtung von Holographie-Optik und Probe, deren Ziel es ist den Aufwand bei der Hologramm-Rekonstruktion zu minimieren und die Abbildung zu optimieren.

2 Temperaturabhängigkeit des Spin-Transfer-Torques in Permalloy-Nanodrähten

In der Elektronik wird das Verhalten von Elektronen mittels ihrer elektrischen Ladung gesteuert, woraus sich eine unüberschaubare Anzahl von Anwendungen ergeben hat. Das neu aufgekommene Gebiet der Spintronik versucht neben der elektrischen Ladung des Elektrons auch dessen Eigendrehimpuls, den Spin, für Anwendungen auszunutzen [10]. Hier soll nicht nur ein elektrischer Strom durch den Elektronenspin und das damit verbundene magnetische Moment manipuliert werden, sondern auch Umgekehrt die Ausrichtung magnetischer Momente durch einen Strom.

Ein Effekt, der die Manipulation eines elektrischen Stroms durch den Elektronenspin beschreibt, ist der sogenannte Riesenmagnetowiderstand (engl. **Giant Magnetoresistance**), der von Albert Fert und Peter Grünberg in Fe/Cr/Fe-Schichtsystemen entdeckt wurde [4, 5] und für den sie 2007 mit dem Nobelpreis ausgezeichnet wurden. Aufgrund des GMR hängt der elektrische Widerstand von der Ausrichtung der Magnetisierung in den beiden ferromagnetischen Eisschichten zueinander ab. Die parallele Orientierung weist dabei einen wesentlich niedrigeren Widerstand auf, als die antiparallele Orientierung. Der GMR-Effekt fand knapp zehn Jahre nach seiner Entdeckung Anwendung in den Leseköpfen von Festplatten [10].

Während der GMR eine Möglichkeit bietet den Stromfluss durch die Magnetisierung zu manipulieren, lässt sich über den Spin-Transfer-Torque (dt. Spindrehmomentübertrag) umgekehrt die Magnetisierung durch einen Stromfluss direkt beeinflussen, ohne den Umweg über das vom Strom erzeugte magnetische Feld zu gehen [22]. Spintronische Speicherelemente wie der Racetrack-Speicher oder STT-RAM versprechen neben der nicht flüchtigen Datenspeicherung auch einen geringen Energieverbrauch [13].

Der Spin-Transfer-Torque hat nicht nur eine einzige mikroskopische Ursache. Dies wurde deutlich, nachdem frühe Messungen gezeigt haben, dass sich die beobachteten Ergebnisse nicht rein durch einen adiabatischen Spin-Transfer-Torque, bei dem der Spin der Leitungselektronen der lokalen Magnetisierung folgt, erklären lassen. Es wurde eine nichtadiabatische Komponente eingeführt, deren genaue Größe erst in jüngster Zeit eindeutiger bestimmt werden konnte. Diese grundlegenden Eigenschaften des Spin-Transfer-Torque, sowie eine kurze historische Einordnung, werden in Kapitel 2.1 erörtert.

Um den Spin-Transfer-Torque im thermischen Gleichgewicht zu beobachten, wird in dieser Arbeit sein Einfluss auf Domänenwände in Permalloy-Drähten bei hohen Gleichstromdichten von bis zu 2×10^{12} A/m² untersucht. Damit der Draht trotz der

hohen Stromdichten nicht durch Elektromigration zerstört wird, wurde er auf einem Diamantsubstrat präpariert um die entstehende Joulesche Wärme möglichst effizient abzuführen. Das Diamantsubstrat und das verwendete Design der Permalloy-Drähte ist Thema von Kapitel 2.2. In Kapitel 2.3 werden schließlich die Ergebnisse der MR¹-Untersuchungen und die daraus abgeleiteten Erkenntnisse über die Temperaturabhängigkeit des Spin-Transfer-Torque präsentiert. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen wurden in der Fachzeitschrift „Physical Review B“ veröffentlicht [23]. In Kapitel 2.4 wird abschließend eine kurze Zusammenfassung der Ergebnisse präsentiert.

2.1 Grundlagen

Für das aufkommende Gebiet der Spintronik ist die Manipulation von Magnetisierung mittels Strömen essentiell. Dieses Kapitel soll einen wichtigen zugrunde liegenden Mechanismus, den Spin-Transfer-Torque (kurz Spin-Torque), vorstellen. Es soll zunächst in Kapitel 2.1.1 die allgemeine Magnetisierungsdynamik in einem Ferromagneten, die durch die Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung (LLG-Gleichung) beschrieben wird, betrachtet werden, bevor in Kapitel 2.1.2 eine kurze historische Einordnung des Spin-Torques gegeben wird. Danach wird in Kapitel 2.1.3 und 2.1.4 genauer auf die zwei unterschiedlichen Komponenten des Spin-Torques (adiabatischer und nichtadiabatischer) eingegangen. In Kapitel 2.1.5 wird abschließend der Effekt des anisotropen Magnetowiderstands vorgestellt, der im Rahmen dieser Arbeit genutzt wurde um die Änderung der Magnetisierung innerhalb des Drahtes zu detektieren.

2.1.1 Magnetisierungsdynamik

Dieses Kapitel soll zunächst allgemein die Magnetisierungsdynamik eines Ferromagneten in einem externen Feld behandeln. Diese wird durch die Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung (LLG) [24, 25] beschrieben. Sie gibt die zeitliche Änderung der Magnetisierung in Abhängigkeit eines effektiven Feldes an, in dem alle Energiebeiträge des Ferromagneten zusammengefasst sind. In den anschließenden Kapiteln wird dann eine Erweiterung der LLG-Gleichung vorgestellt, die auch die Auswirkungen eines Stromflusses auf die Magnetisierung berücksichtigt.

Die LLG-Gleichung beschreibt die gedämpfte Präzession eines magnetischen Moments \mathbf{m} in einem effektiven Feld \mathbf{H}_{eff} und hat folgende Form:

$$\dot{\mathbf{m}} = -\gamma \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha \mathbf{m} \times \dot{\mathbf{m}} \quad (2.1)$$

Der erste Term stellt die Präzession der Magnetisierung um das effektive magnetische Feld dar (γ ist das gyromagnetische Verhältnis). \mathbf{H}_{eff} ist eine Hilfsgröße, die aus der

¹engl. Magnetoresistance

Änderung der Gesamtenergie mit der Magnetisierung wie folgt berechnet wird:

$$\mathbf{H}_{\text{eff}} = \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial E_{\text{Ges}}}{\partial \mathbf{m}} \quad \text{mit} \quad E_{\text{Ges}} = E_{\text{xc}} + E_{\text{Zeeman}} + E_{\text{Form}} + E_{\text{MKA}} \quad (2.2)$$

Die Gesamtenergie E_{Ges} setzt sich aus Austausch- und Zeemanenergie zusammen (E_{xc} und E_{Zeeman}), sowie den beiden Anisotropie-Energien (Formanisotropie E_{Form} und magnetokristalline Anisotropie E_{MKA}). Das effektive Feld hat die selbe Auswirkung auf die Magnetisierung wie die einzelnen Energiebeiträge (Austausch-, Zeeman- und Anisotropieenergie). Der zweite Term in Gl. 2.1 ist ein phänomenologischer Dämpfungsterm, der bewirkt, dass die Magnetisierung nicht endlos präzediert, sondern sich mit der Zeit entlang des effektiven Feldes ausrichtet. Die Dämpfungskonstante α ist dimensionslos und hängt von der Stärke dissipativer Prozesse im Ferromagneten, wie z. B. der Streuung an Phononen und Magnonen [26], ab. Aufgrund von Beiträgen der Grenzflächenstreuung bei magnetischen Filmen ist α abhängig von deren Dicke und nimmt mit abnehmender Filmdicke proportional zum spezifischen Widerstand ρ zu [27]. Eine Bestimmung von α ist z. B. durch Messen der ferromagnetischen Resonanz (engl. **Ferromagnetic resonance**) möglich [28] und liefert für Permalloy-Filme mit ähnlichen Dicken wie den in dieser Arbeit genutzten 20 nm einen Wert von $\alpha \approx 0,008$ [28, 29].

Soll die Magnetisierungsdynamik unter Einfluss von Strömen beschrieben werden, so muss die klassische LLG-Gleichung (Gl. 2.1) um stromabhängige Terme erweitert werden. Bevor diese Terme hier eingeführt werden, soll zunächst eine kurze historische Einordnung des Spin-Transfer-Torques gegeben werden.

2.1.2 Geschichte des Spin-Transfer-Torques

Als Berger 1978 vorhersagte, dass ein spinpolarisierter Strom ein Drehmoment auf eine Domänenwand ausübt [30], wurde dieses Erkenntnis zunächst wenig beachtet. Nachdem weitere theoretischen Arbeiten zeigten, dass das auf die Wand wirkende Drehmoment zu einer Wandbewegung führen kann [31, 32], konnten Freitas und Berger 1985 schließlich erste Hinweise auf stromgetriebene Domänenwandbewegung in dünnen Permalloy-Filmen finden [33]. Dies änderte jedoch zunächst wenig an der Aufmerksamkeit, die dem Thema zuteil wurde.

1996 postulierte Slonczewski, dass sich in einem System aus zwei magnetischen Schichten, die durch eine metallische Zwischenschicht getrennt sind, die Ausrichtung einer magnetischen Schicht durch einen Stromfluss manipulieren lässt [34]. Dieser vorhergesagte Effekt wurde 1999 erstmalig von Myers et al. in Co/Cu/Co-Sandwichstrukturen nachgewiesen [35].

Zu Beginn der 2000er gab es zunächst wenige Arbeiten, die sich mit den Auswirkungen von hohen Stromdichten auf Domänenwände befassten [36–42]. Das Hauptaugenmerk lag auf Untersuchungen des Spin-Torques in magnetischen Schichtsystemen (siehe z. B. Refs. [43–47]). Der erstmalige visuelle Nachweis, dass sich eine Domänenwand in einem Draht nur durch Strompulse bewegen lässt, gelang Anfang 2004 Yamaguchi et al. mittels MFM-Untersuchungen [48] (siehe Abb. 2.1). In den folgenden Jahren stieg sowohl die Anzahl an theoretischen [22, 49–59] als auch an experimentellen Arbeiten [15, 60–80] stark an, da die potentielle Anwen-

2 Temperaturabhängigkeit des Spin-Transfer-Torques in Permalloy-Nanodrähten

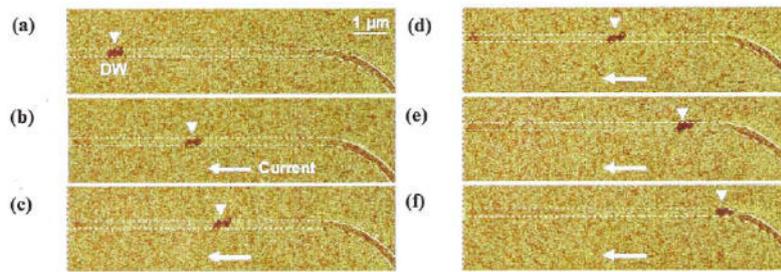


Abbildung 2.1: Erstmaliger direkter Nachweis einer Domänenwandbewegung aufgrund applizierter Strompulse von Yamaguchi et al. Die Domänenwand bewegt sich in einem Permalloy-Draht nach jedem Strompuls. Die Bewegung erfolgt mit dem Elektronenfluss (entgegen der technischen Stromrichtung) und wurde mittels MFM abgebildet. Aus [48].

dung in Spintronik-Bauelementen [9, 81] und neuartigen Speicherelementen wie dem sog. Racetrack-Memory [14] erkannt wurde. Bei letzterem handelt es sich um ein Domänenwand-Schieberegister, das in der Theorie eine nicht flüchtige Datenspeicherung, schnelle Zugriffszeiten sowie eine sehr hohe Speicherdichte bieten soll.

In jüngster Zeit sind Systeme mit senkrechter Magnetisierung in den Fokus gerückt [76, 82–84], da diese vor allem technologisch aufgrund besonders hoher Spin-Torque-Effizienz und Domänenwandgeschwindigkeiten interessant sind. Diese Eigenschaften werden zum einen durch die sehr schmalen Domänenwände in diesen Systemen hervorgerufen, die aufgrund der hohen senkrechten Anisotropie vorherrschen, und zum anderen durch zusätzliche Effekte, die die Domänenwandbewegung unterstützen wie z. B. Spin-Orbit-Torque aufgrund des Rashba- oder Spin-Hall-Effekts [82, 84, 85]. Eine Schwierigkeit dieser Systeme ist, dass hier eine quantitative Untersuchung des Spin-Torques erschwert wird, da es u.a. nicht immer möglich ist, die unterschiedlichen Beiträge zu separieren.

Auch wenn es bis jetzt noch keine Produkte zu einem Durchbruch auf dem Massenmarkt gebracht haben, die den Spin-Transfer-Torque nutzen, so sind die potentiellen Vorteile dieser Technologie wie z. B. hohe Energieeffizienz und Speicherdichte so vielversprechend, dass weiterhin intensiv auf dem Feld geforscht wird.

2.1.3 Adiabatischer Spin-Transfer-Torque

Um den Effekt von hohen Stromdichten auf magnetische Domänenwände zu verstehen, soll zunächst auf die Domänenwände genauer eingegangen werden.

Bei einer Domänenwand handelt es sich um den Bereich zwischen zwei unterschiedlich ausgerichteten magnetischen Domänen, in dem sich die Magnetisierung kontinuierlich ändert. Während bei ferromagnetischen Filmen, die dicker als 50 nm sind, die Magnetisierung in der Wandebene dreht (Bloch-Wand), liegen bei Filmen mit Dicken < 50 nm Néel-Wände vor, die das Ausbilden von magnetischen Ladungen an der Filmoberfläche vermeiden [86]. Die Wandbreite λ wird durch das Wechselspiel zwischen Austauschwechselwirkung, die im Ferromagneten eine uniforme Ausrichtung der Spins bevorzugt, und magnetischer Anisotropie bestimmt. Die Energie der Austauschwechselwirkung nimmt mit zunehmender Wandbreite ab, da eine Verteilung der Wanddrehung auf möglichst viele Spins energetisch günstiger ist. Die

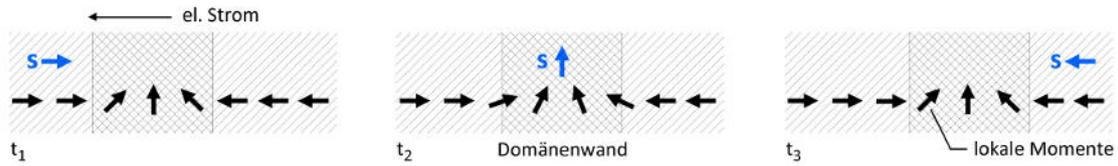


Abbildung 2.2: Skizze der Wandverschiebung beim Passieren eines Leitungselektrons zu drei verschiedenen Zeitpunkten. Der Spin des Elektrons folgt adiabatisch der Magnetisierung der lokalen Momente. Aufgrund der Drehimpulserhaltung wirkt ein Drehmoment auf die Wand, das diese verschiebt. Aus [89].

Anisotropie-Energie wird hingegen bei besonders schmalen Wänden minimal, da dort nur wenige Spins von der energetisch günstigen leichten Richtung abweichen. Die Wandbreite ergibt sich nach Ref. [87] zu

$$\lambda = \pi \sqrt{\frac{2A}{K}}. \quad (2.3)$$

Dabei ist A die sog. Austauschsteifigkeit und K die Anisotropie-Konstante (z. B. magnetokristalline Anisotropie oder Formanisotropie), die den Energieunterschied zwischen magnetisch leichter und harter Richtung wiedergibt. Im Falle der 3d-Übergangsmetalle Eisen und Nickel beträgt die typische Domänenwandbreite zwischen 50-100 nm [60, 87, 88].

Es soll jetzt ein Elektron betrachtet werden, das auf eine solche Domänenwand in einem 3d-Ferromagneten trifft. Eine detailliertere Schilderung als die hier gegebene Zusammenfassung lässt sich z. B. in Ref. [57] finden. Im Fall des adiabatischen Spin-Torques kann der Elektronenspin der lokalen Magnetisierung beim Passieren der Wand folgen. Der Grund dafür ist die s-d-Austauschwechselwirkung zwischen den leitenden s-Elektronen und den eher lokalisierten d-Elektronen, die das magnetische Moment tragen.

$$E_{s-d} = -J_{s-d} \mathbf{S}_s \cdot \mathbf{S}_d \quad (2.4)$$

In Abbildung 2.2 ist der Drehimpulsübertrag eines passierenden Leitungselektrons auf die Domänenwand skizziert. Nach Durchqueren der 180° -Wand hat sich der Spin des Leitungselektrons um $\hbar \cdot (\frac{1}{2} - (-\frac{1}{2})) = \hbar$ geändert. Aufgrund der Drehimpulserhaltung muss dieser Drehimpuls von der Wand aufgenommen werden, was zu einer Verschiebung der Wand um $\Delta X = \frac{a}{2S}$ führt [57] (a ist dabei die Gitterkonstante und S die Größe des lokalen Moments).

Die LLG-Gleichung lässt sich wie folgt um den adiabatischen Spin-Torque erweitern [31]:

$$\begin{aligned} \dot{\mathbf{m}} &= -\gamma \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha \mathbf{m} \times \dot{\mathbf{m}} - (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{m} \\ &\stackrel{\mathbf{u}=\mathbf{u}_x}{=} -\gamma \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha \mathbf{m} \times \dot{\mathbf{m}} - u_x \frac{\partial \mathbf{m}}{\partial x} \end{aligned} \quad (2.5)$$

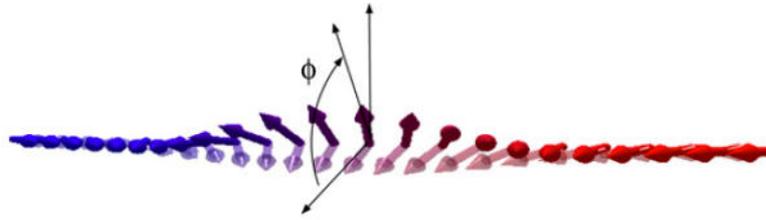


Abbildung 2.3: Auswirkung des adiabatischen Spin-Torques auf eine Néel-Wand. Auf die Spins der Domänenwand wirkt ein Drehmoment, das zu einer Auslenkung der Spins aus der Drahtebene führt. Damit ist eine Zunahme der Energie aufgrund der Formanisotropie verbunden, die ein entgegengesetztes Drehmoment bewirkt. Die magnetischen Momente in der Domänenwand werden bis zum Winkel Φ aus der Drahtebene ausgelenkt, bei dem sich die beiden Drehmomente im Gleichgewicht befinden. Aus [57].

Der zusätzliche Term der LLG-Gleichung beschreibt die zuvor erwähnte Änderung der Magnetisierung aufgrund des Drehimpulsübertrags durch die Leitungselektronen. Die Spindriftgeschwindigkeit $\mathbf{u} = \mathbf{j}Pg\mu_B/(2eM_S)$ ist proportional zur Stromdichte \vec{j} und der Spinpolarisation P . g ist der Lande-Faktor, e die Elementarladung und M_S die Sättigungsmagnetisierung. Der Betrag des Vektors ist ein Maß für die Stärke des adiabatischen Spin-Torques. Im zweiten Teil von Gl. 2.5 wurde angenommen, dass der Strom nur in x-Richtung fließt, wie es z. B. in einem Draht der Fall ist.

Abb. 2.3 zeigt die Auswirkungen des adiabatischen Spin-Torque auf die Struktur einer Néel-Wand. Der Stromfluss durch die Wand führt neben einer Wandbewegung zu einer Auslenkung der Momente der Domänenwand aus der Drahtebene um den Winkel Φ [90]. Dieses Verhalten soll anhand der LLG mit adiabatischem Spin-Torque erläutert werden. Es soll dabei der zweite Teil von Gl. 2.5 verwendet werden, in dem angenommen wird, dass der Stromfluss im Draht in x-Richtung erfolgt und die Spins innerhalb der Domänenwand eine y-Komponente besitzen. Ohne äußeres Feld liefert bei Einschalten des Stromes zunächst nur der letzte Term in Gl. 2.5 einen Beitrag, da sich die Magnetisierung innerhalb der Domänenwand immer weiter aus der Drahtachse dreht, bis sie schließlich in der Mitte der Domänenwand genau senkrecht dazu steht. Diese lokale Änderung von \mathbf{m} bewirkt eine entsprechende zeitliche Änderung der Magnetisierung, die zu einer Bewegung der Domänenwand führt. Gekoppelt an die Bewegung der Domänenwand ist auch ein Beitrag des Dämpfungsterm (2. Term in Gl. 2.5). Das Kreuzprodukt $\mathbf{m} \times \dot{\mathbf{m}}$ führt zu einer Drehung der Magnetisierung aus der Drahtebene (siehe Abb. 2.3). Das aus der Auslenkung resultierende demagnetisierende Feld bewirkt ein entgegengesetztes Drehmoment. Die Auslenkung der Momente aus der Drahtebene stoppt, wenn beide Drehmomente gleich groß sind. Gleichzeitig stoppt die Vorwärtsbewegung der Wand. Stoppt der Elektronenfluss, so kehrt die Wand wieder in ihre ursprüngliche Ausgangslage zurück.

Eine kontinuierliche Wandbewegung tritt erst auf, wenn der Stromfluss so stark wird, dass die Momente in der Wand mehr als 90° aus der Ebene ausgelenkt werden. In diesem Fall fängt die Wandebene an zu rotieren, was zu einer Änderung der Bewegungsrichtung der Wand alle 90° führt [90]. Dieser Prozess ist ähnlich dem Walker-Breakdown im feldgetriebenen Fall [91]. Ohne Dämpfung würde die Wand

nur um eine Gleichgewichtslage oszillieren. Einzig der Dämpfungsterm sorgt für eine Bewegung im zeitlichen Mittel, da das Kreuzprodukt $\mathbf{m} \times \dot{\mathbf{m}}$ über die ganze Rotationsperiode der Magnetisierung in der Wandebene einen konstanten Beitrag liefert. Aus der Tatsache, dass das Einsetzen einer kontinuierlichen Wandbewegung mit der Auslenkung der Wandebene über 90° verknüpft ist, lässt sich eine Bedingung für eine kritische Stromdichte formulieren [90, 92]:

$$j_{\text{adiab}}^{\text{crit}} = \frac{eS^2}{a^3\hbar} K_{\perp} \lambda \quad (2.6)$$

Die kritische Stromdichte ist dabei proportional zur Anisotropieenergie der harten Achse, die der Drehung der Magnetisierung in der Wandebene entgegen wirkt. Die mithilfe des adiabatischen Spin-Torque-Modells vorhergesagten kritischen Stromdichten von $10^{13} \frac{\text{A}}{\text{m}^2}$ waren jedoch um Größenordnungen höher als die experimentell gemessenen von $10^{11} - 10^{12} \frac{\text{A}}{\text{m}^2}$ [57]. Um diese Abweichung von Theorie und Experiment zu erklären fügten Zhang und Thiaville [51, 52] einen weiteren Term der LLG-Gleichung hinzu, der im nächsten Kapitel genauer betrachtet werden soll.

2.1.4 Nichtadiabatischer Spin-Transfer-Torque

Neben dem adiabatischen Spin-Torque, bei dem der Elektronenspin der lokalen Magnetisierung beim Passieren der Wand folgen kann, gibt es noch einen sogenannten nicht-adiabatischen Term. Der genaue mikroskopische Ursprung dieses Terms und seine Stärke wurden häufig diskutiert und sind weiterhin Gegenstand aktueller Forschung (siehe z. B. Ref. [93, 94] und Referenzen darin). Der nicht-adiabatische Spin-Torque ist durch den Parameter β charakterisiert, der in der LLG-Gleichung das Verhältnis von nicht-adiabatischem zu adiabatischem Spin-Torque beschreibt. Fügt man beide Spin-Torque-Terme der LLG-Gleichung hinzu, so lautet sie

$$\dot{\mathbf{m}} = -\gamma \mathbf{m} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} + \alpha \mathbf{m} \times \dot{\mathbf{m}} - (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{m} + \beta \mathbf{m} \times [(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{m}] \quad (2.7)$$

Der zunächst phänomenologisch eingeführte nicht-adiabatische Spin-Torque bewirkt in einem perfekten Draht schon bei kleinsten Stromdichten eine Domänenwandbewegung. Die zuvor im adiabatischen Fall beobachtete intrinsische kritische Stromdichte tritt dann nicht mehr auf.

Die in Experimenten beobachteten kritischen Stromdichten sind in der Regel extrinsischer Natur. Sie sind auf das sog. Pinnen von Domänenwänden zurückzuführen. Während in einem perfekten Draht die Domänenwand einem freien Teilchen entspricht und schon kleinste Kräfte ausreichen um sie zu bewegen, befindet sie sich in einem realen Draht immer in einem Potentialtopf. Dieser muss erst überwunden werden, bevor sich die Domänenwand bewegen kann. Der Potentialtopf kann z. B. durch Unebenheiten des Drahtes hervorgerufen werden, die z. B. die Streufeldenergie der Domänenwand herabsetzen. Eine weitere Ursache von möglichen Pinningzentren geht auf den magnetischen Film zurück, aus dem der Draht strukturiert wird. So können Korngrenzen und Dickenvariationen des Films auch das Verhalten von Domänenwänden beeinflussen [95]. Die in diesem Fall auftretende kritische Stromdichte ist extrinsisch, da sie durch die Beschaffenheit des Drahtes hervorgerufen wird

2 Temperaturabhängigkeit des Spin-Transfer-Torques in Permalloy-Nanodrähten

und nicht durch die der Domänenwandbewegung zugrunde liegenden physikalischen Prozesse.

Als nächstes sollen die möglichen mikroskopischen Ursachen für den nicht-adiabatischen Term betrachtet werden, da in jüngerer Zeit viel Aufwand betrieben wurde, um ein Verständnis des β -Terms zu erlangen [55, 56, 94, 96, 97]. Es werden in der Regel zwei Prozesse als mikroskopische Ursachen angenommen. Dies ist zum einen ein Beitrag durch Spin-Relaxation (SR) und zum anderen einer durch Nicht-Adiabatizität (NA).

$$\beta = \beta_{\text{NA}} + \beta_{\text{SR}} \quad (2.8)$$

Die Ursache für β_{NA} ist, dass der Spin der Leitungselektronen in wenigen Nanometer schmalen Domänenwänden, deren Ausdehnung vergleichbar mit der Fermiwellenlänge der Elektronen ist ($\sim 1 \text{ \AA}$), der lokalen Magnetisierung nicht folgen kann [98, 99]. Ist der Spin der Leitungselektronen und der lokalen Magnetisierung nicht parallel ausgerichtet, so stellt die Domänenwand aufgrund der s-d-Austauschwechselwirkung (siehe Gl. 2.4) eine Potentialbarriere dar. Die daraus resultierende Kraft führt zu einer nicht verschwindende Wahrscheinlichkeit, dass das Elektron an der Wand reflektiert wird. Da diese Wahrscheinlichkeit u.a. von der Steilheit der Potentialbarriere abhängt, ist dieser Term nur bei starken Magnetisierungsgradienten relevant. Wird ein Elektron reflektiert, so wird aufgrund der Impulserhaltung ein linearer Impuls auf die Domänenwand übertragen, wodurch eine Verschiebung der Wand auftritt. Aufgrund der Abhängigkeit β_{NA} 's von starken Magnetisierungsgradienten wurde vorhergesagt, dass dieser Term in Permalloy nur bei Vortizes eine Rolle spielt [59, 98].

Der zweite für β verantwortliche Mechanismus wird als Spin-Relaxation bezeichnet und ist nicht im eigentlichen Sinne nicht-adiabatisch. Es handelt sich um einen dissipativen Beitrag, der im adiabatischen Limit auftritt (also auch bei breiten Domänenwänden wirkt) und seine Ursache in der spinabhängigen Streuung hat. Dieser ist z.B. in Permalloy besonders relevant, da hier die Wände eine große Ausdehnung gegen die Fermiwellenlänge haben und daher der nicht-adiabatische Beitrag β_{NA} (mit Ausnahme von Vortizes) klein ist.

Es wurde versucht, die Größe dieses Beitrags theoretisch vorherzusagen [55, 96]. Da die Spin-Relaxation an die Dämpfung geknüpft ist, wurde besonderes Augenmerk auf das Verhältnis β/α gelegt. Hier gibt es sowohl Vorhersagen für $\beta/\alpha = 1$ [55, 100], als auch für $\beta/\alpha \neq 1$ [97, 101]. In Ref. [101] wird argumentiert, dass $\beta/\alpha = 1$ nur für einfache nicht-relativistische Systeme gilt, die invariant unter Galilei-Transformation sind. Untersuchungen von Spin-Wellen in Permalloy-Drähten [102–105] haben gezeigt, dass sich mit diesen die für den Spin-Torque kritischen Materialparameter α (Dämpfung), P (Spinpolarisation) und β bestimmen lassen. Da die angeregten Spinwellen Wellenlängen im Bereich einiger Mikrometer besitzen, ist kein nicht-adiabatischer Anteil β_{NA} vorhanden, sodass $\beta = \beta_{\text{SR}}$ gilt. Arbeiten von Sekiguchi et al. [104] ($\beta_{\text{SR}} = 0.02 \approx 2,5\alpha$, $\alpha = 0,0082$) und Chauleau et al. [105] ($\beta_{\text{SR}} = 3,6\alpha$, $\alpha = 0,0075 \pm 0,0003$), die jeweils die Dopplerverschiebung von Spinwellen aufgrund des STT bestimmen, finden sehr ähnliche Ergebnisse.

Wird β aus der Auslenkung/Verschiebung eines Vortex bzw. einer Vortexwand be-

stimmt, so wurden deutlich höhere Werte für die Nichtadiabatizität β gefunden (Thomas et al. [106]: $\frac{\beta}{\alpha} \approx 8$, Pollard et al. [79]: $\frac{\beta}{\alpha} \approx 9$, Roessler et al. [29]: $\frac{\beta}{\alpha} \approx 14$ sowie $\alpha = 0.0085 \pm 0.0006$). Dies deutet darauf hin, dass Vortexstrukturen wie vorhergesagt eine signifikant höhere Nichtadiabatizität aufgrund eines nicht verschwindenden Beitrags β_{NA} aufweisen, der seinen Ursprung in dem starken Magnetisierungsgradienten um den Vortexkern hat. Dies wird insbesondere durch einen Vergleich der Veröffentlichungen von Sekiguchi et al. [104] (Bestimmung β 's mit Spinwellen) und Rössler et al. [29] (Bestimmung β 's aus Vortexverschiebung) untermauert, die trotz annähernd identischer Werte für Dämpfung α und Spinpolarisation P eine um den Faktor 5 unterschiedliche Nichtadiabatizität vorfinden.

2.1.5 Anisotroper Magnetowiderstand

Zur Untersuchung der Temperaturabhängigkeit des Spin-Transfer-Torques wurde der anisotrope Magnetowiderstand (kurz AMR für **A**nisotropic **M**agneto-**R**esistance) ausgenutzt, da er der dominante Magnetowiderstandseffekt in Permalloy ist und das Bestimmen der Magnetisierungsorientierung innerhalb der untersuchten Nanodrähte erlaubt.

Beim AMR handelt es sich um einen Widerstandseffekt in ferromagnetischen Metallen wie z.B. Eisen, Kobalt und Nickel bei dem der gemessene Widerstand abhängig vom Winkel θ zwischen Magnetisierung \mathbf{M} und Stromfluss \mathbf{j} ist. Dieses Verhalten wurde schon 1857 von William Thomson in Eisen und Nickel entdeckt [107]. Die maximale Differenz des spezifischen Widerstands ergibt sich zwischen paralleler und senkrechter Ausrichtung von Stromfluss und Magnetisierung.

$$\Delta\rho_{\text{AMR}} = \rho_{\parallel} - \rho_{\perp} \quad (2.9)$$

Eine weitere wichtige Größe ist das sog. AMR-Verhältnis. Es besteht aus dem Quotienten von spezifischer Widerstandsdifferenz und spezifischem Widerstand und gibt die prozentuale Größe der magnetisierungsabhängigen Widerstandsänderung an.

$$\text{AMR-Verhältnis} = \frac{\Delta\rho_{\text{AMR}}}{\rho} \quad (2.10)$$

Das AMR-Verhältnis beträgt in der Regel einige wenige Prozent [108–111]. Für das in diesen Untersuchungen verwendete Permalloy, eine Nickel-Eisen-Legierung ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$), liegt der Wert bei knapp 4% [110]. Diese Angaben beziehen sich jeweils auf das Volumenmaterial. In dünnen Filmen nimmt das Widerstandsverhältnis mit abnehmender Filmstärke ab [112]. Dies ist auf das Ansteigen des Filmwiderstandes bei dünnen Filmen aufgrund der vermehrten Grenzflächenstreuung zurückzuführen. Die absolute Differenz des spezifischen Widerstands aus Gl. 2.9 ist hingegen dickenunabhängig. Ist ein genügend starkes externes Feld vorhanden, dem die Magnetisierung unter jedem Winkel folgt, so zeigt sich die Winkelabhängigkeit des AMRs wie z. B. bei den Kobalt-Filmen unterschiedlicher Dicke in Abb. 2.4. Der spezifische Widerstand besitzt dabei folgendes $\cos^2 \theta$ -förmige Verhalten.

$$\rho(\theta) = \rho_{\perp} + \Delta\rho_{\text{AMR}} \cos^2 \theta \quad (2.11)$$

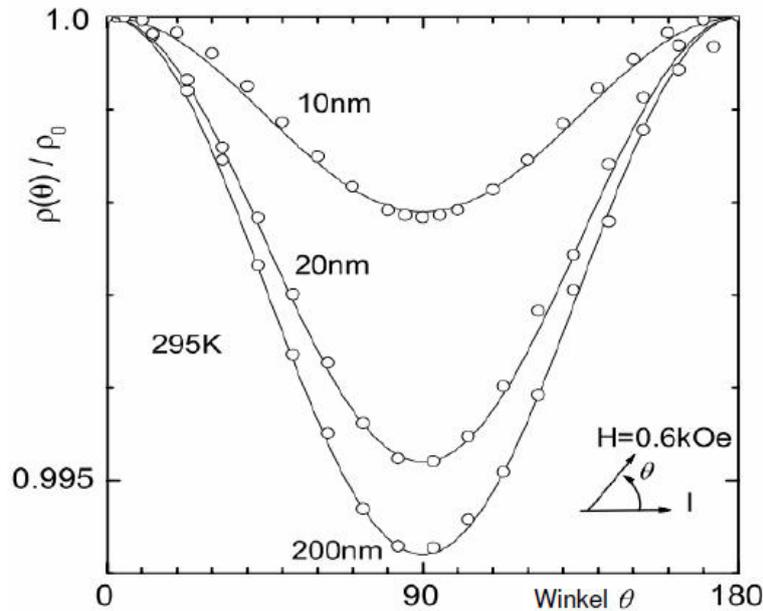


Abbildung 2.4: Winkelabhängigkeit des AMR für drei unterschiedlich dicke Co-Filme bei einem Sättigungsfeld von 0,6 kOe (60 mT). Die Kurven zeigen ein $\cos^2 \theta$ -förmiges Verhalten. Das AMR-Verhältnis nimmt mit zunehmender Dicke zu, da der Beitrag der Oberflächenstreuung zum Gesamtwiderstand abnimmt. Aus [113].

Die Ursache hierfür ist in der Spin-Bahn-Wechselwirkung zu finden und soll hier kurz beschrieben werden. Eine ausführliche Herleitung findet sich in Ref. [109, 110]. Der Hamiltonoperator der Spin-Bahn-Wechselwirkung ist für eine Quantisierung entlang der z-Achse durch

$$H_{LS} = A \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} = A \left(\frac{1}{2} (L^+ S^- + L^- S^+) + L_z S_z \right) \quad (2.12)$$

gegeben. A ist dabei eine Konstante, die die Stärke der Wechselwirkung bestimmt und nur vom radialen Teil der Wellenfunktion abhängt. L^\pm und S^\pm sind die Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren, welche über $L^\pm = L_x \pm iL_y$ bzw. $S^\pm = S_x \pm iS_y$ definiert sind. Die beiden Terme $L^+ S^-$ und $L^- S^+$ bewirken aufgrund des S^+ bzw. des S^- Operators eine Vermischung von Spin-up- und Spin-down-Zuständen. Nach Smit [109] mischen die Spin-up-Zustände in erster Ordnung Störungsrechnung ungleich in die fünf d-Orbitale der Spin-down-Zustände. Eine anschließende Betrachtung der Streuung von s-Elektronen in die Minoritäts-3d-Zustände zeigte, dass aufgrund der ungleichen Orbitaldurchmischung mehr freie Zustände zum Streuen vorhanden sind, wenn der \mathbf{k} -Vektor des s-Elektrons parallel zur Quantisierungsachse z (und damit parallel zu \mathbf{M}) ist. Dies führt zu einem höheren Widerstand, wenn $\mathbf{j} \parallel \mathbf{M}$ gilt. Das von Smit entwickelte Modell wurde u.a. von Campell et al. [114] und Malozemoff [115] erweitert.

2.2 Probedesign und -präparation

Um die Auswirkungen des STT auf Domänenwände in dünnen Py-Nanodrähten zu untersuchen, werden hohe Stromdichten in der Größenordnung von $1 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ benötigt. Die bei diesen Stromdichten entstehende Joulesche Wärme kann durch Elektromigration zur Zerstörung der Drähte führen [116, 117]. Zumeist wird die im zeitlichen Mittel aufgenommene Leistung durch das Applizieren von ns-Strompulsen verringert, damit das System nach jedem Strompuls wieder genügend Zeit hat, die entstandene Wärme abzuführen. Ein entscheidender Nachteil dieses Ansatzes ist, dass Eigenschaften wie die benötigte kritische Stromdichte zum Depinnen einer DW von der Pulsform (z.B. der Flankensteilheit) abhängen können [72, 106]. Auch ist die Temperatur während des Strompulses nicht konstant und kann Einfluss auf die untersuchten Eigenschaften haben. Aus diesem Grund wurde in dieser Arbeit der Ansatz verfolgt, die entstehende Wärme möglichst effizient abzuführen, sodass die benötigten hohen Stromdichten über lange Zeit aufrecht erhalten werden können und sich das System in einem Gleichgewichtszustand befindet. In Kapitel 2.2.1 wird zunächst die Wahl des Diamantsubstrats begründet und anschließend in Kapitel 2.2.2 die verwendete Drahtgeometrie vorgestellt. Der Typ der in diesen Drähten vorkommenden Domänenwand ist Thema von Kapitel 2.2.3.

2.2.1 Wahl des Substrates

Um die bei hohen Stromdichten im Draht entstehende Joulesche Wärme abzuführen, wurde der Draht durch ein Flüssigstickstoff-Reservoir (LN_2) gekühlt. Ein Ausfrieren von Wasser auf der Probe wird verhindert, indem sich der Draht während der Magnetotransportmessungen in einem Vakuum von ca. 10^{-6} mBar befand. Um eine möglichst effektive Wärmeankopplung an das Reservoir zu gewährleisten, wurden die Drähte auf einem Diamantsubstrat präpariert. In Voruntersuchungen [118, 119] wurde gezeigt, dass bei der Temperatur von flüssigem Stickstoff (77 K) Diamant die beste Wärmeleitfähigkeit der in Betracht gezogenen Substrate hat (siehe Abb. 2.5). Ein weiterer Vorteil ist die schwache Abnahme der Wärmeleitfähigkeit oberhalb der Reservoirtemperatur von 77 K [120], da dadurch der Abtransport auch bei einer Erwärmung des Substrats nicht wesentlich beeinflusst wird. Auf diese Weise lassen sich Gleichstromdichten jenseits von $1 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ in Nanodrähten realisieren [118]. Die Verwendung von Diamant ist jedoch nicht die einzige Möglichkeit, Gleichstromdichten dieser Größenordnung zu erzeugen, wie spätere Experimente mit einem Saphir-Substrat gezeigt haben [89]. Das Erreichen derselben Stromdichten bei einer um eine Größenordnung niedrigeren thermischen Leitfähigkeit des Substrats kann dadurch erklärt werden, dass hier auch thermische Übergangswiderstände zwischen den Materialien eine Rolle spielen. Diesen Schluss legt auch eine Arbeit von Fangohr et al. [121] nahe, in der die Erwärmung eines Permalloy-Drahtes auf einem Diamant-Substrat simuliert wurde. Hier zeigt die Simulation eine im Vergleich zum Experiment [118] um den Faktor 10 niedrigere Erwärmung des Drahtes.

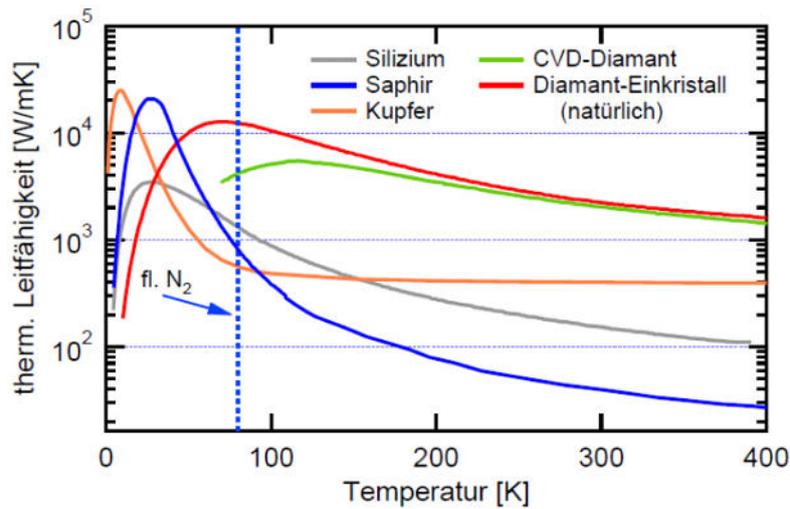


Abbildung 2.5: Temperaturabhängige Wärmeleitfähigkeit verschiedener Substrate. Diamant hat bei 77 K, der Temperatur des im Kältebad verwendeten flüssigen Stickstoffs, die beste Wärmeleitfähigkeit. Ein weiterer günstiger Arbeitspunkt wäre die Temperatur von flüssigem Helium (4 K). Hier besitzt Kupfer eine ähnliche Wärmeleitfähigkeit, wie Diamant bei 77 K. Ein Kupfersubstrat würde jedoch den Nanodraht kurzschließen und ist daher nicht geeignet. Aus [119].

2.2.2 Präparation des V-Drahtes

Als nächstes soll auf die auf dem Diamantsubstrat präparierten Drähte eingegangen werden. Ein SEM-Bild eines solchen Permalloy-Nanodrahtes ist in Abb. 2.6(a) gezeigt. Die hellen Bereiche am Rand des Bildes sind die zwei Kontaktpads, über die der Draht mittels Bonddrähten kontaktiert wurde.

Die Kontaktpads wurden auf dem Diamant-Substrat mittels Elektronenstrahlverdampfung aufgebracht. Sie bestehen aus einer Cr (10 nm) / Pt (10 nm)-Schicht und sind durch einen 20 μm breiten, nicht-leitenden Kanal voneinander getrennt. Das Chrom dient dabei als Haftschiicht für das Platin, um dessen Ablösen beim Bonden zu verhindern. Zwischen den Kontaktpads befindet sich der 30 μm lange und 20 nm dicke, V-förmige Permalloy-Draht. Der Überlapp mit dem Kontaktpad auf beiden Seiten beträgt jeweils ca. 5 μm . Der Draht wurde mittels Elektronenstrahlverdampfung durch eine Si_3N_4 -Schattenmaske aufgebracht und hat eine Dicke von 18 nm. Der Winkel zwischen den beiden Drahtarmen beträgt 170°. Die Arme sind dabei trapezförmig und besitzen einen Öffnungswinkel von 2°. Dadurch wird die höchste Stromdichte in der Mitte des Drahtes erreicht, wo sich der 350 nm breite Knick befindet. Abb. 2.6(c) zeigt eine Vergrößerung der Drahtmitte in der die vorhandene Spitze-Spitze-Rauigkeit von ca. 30 nm zu erkennen ist. Eine SEMPA-Aufnahme der zugehörigen Domänenstruktur inkl. der transversalen Wand im Knick ist in Abb. 2.6(d) dargestellt. Bei SEMPA [122] (**S**canning **E**lectron **M**icroscope with **P**olarization **A**nalysis, dt. Rasterelektronenmikroskop mit Polarisationsanalyse) handelt es sich um eine bildgebende Technik, mit der die Magnetisierung an der Probenoberfläche abgebildet werden kann. Der Magnetisierungsvektor an der Oberfläche in SEMPA-Bildern ist farbkodiert und kann anhand des beigefügten Farb-

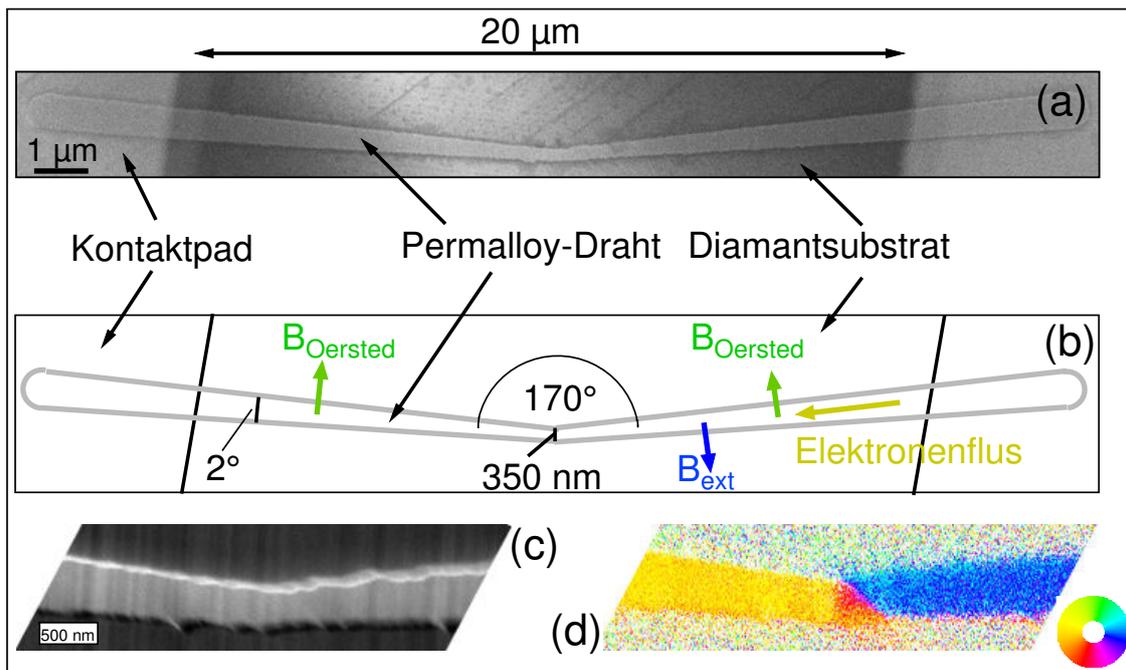


Abbildung 2.6: SEM-Bild (a) und Skizze (b) eines verwendeten V-Drahtes. Das Diamantsubstrat erscheint dunkel und wird seitlich von den hellen Kontaktpads begrenzt. Der Knickwinkel beträgt 170° und die Breite an der schmalsten Stelle 350 nm . Zum Verständnis der später gezeigten MR-Messungen, ist der Elektronenfluss für positive Stromdichten (gelber Pfeil) und das zugehörige Oersted-Feld (grüne Pfeile) eingezeichnet. Das externe Feld (blauer Pfeil) wird zunächst senkrecht zum rechten Drahtarm angelegt (gezeigt ist das Feld für positive Feldstärken). In (c) ist ein Zoom auf die Drahtmitte gezeigt, in dem die Rauigkeit des Drahtes erkennbar ist. Diese kann dazu führen, dass eine im Draht befindliche Domänenwand nicht exakt am Knick gepinnt wird. (d) SEMPA-Bild der Domänenstruktur am Knick. Die Orientierung der Magnetisierung kann anhand des Farbrads abgelesen werden.

rads bestimmt werden. Eine ausführliche Zusammenfassung der Technik ist in Refs. [123, 124] gegeben.

Die trapezartige Form der beiden Drahtarme wurde gewählt, um die Stromdichte im Übergangsbereich zwischen Draht und Kontaktpad zu reduzieren, da Drähte mit konstanter Breite dort häufig durch Elektromigration zerstört wurden. Ein möglicher Grund dafür soll im Folgenden diskutiert werden.

Da der Übergang vom Diamantsubstrat zum Kontaktpad nicht unendlich scharf ist, existiert ein schmaler Bereich, in dem die Dicke des Kontaktpads kontinuierlich ansteigt, bis sie ihren Endwert von 20 nm erreicht hat. Befindet sich in diesem Übergangsbereich Chrom, das nicht von Platin bedeckt ist (z. B. aufgrund einer geringfügig unterschiedlichen Quellenposition beim Aufdampfen), so kann es beim nächsten Präparationsschritt vor Aufdampfen des Drahtes an der Luft oxidieren. Die Folge wäre eine nicht-leitende Chromoxidschicht, die sich am Rande des Kontaktpads zwischen Diamant und Draht befindet und keilförmig ansteigt. Die (im Gegensatz zum Permalloy) isolierende Chromoxidschicht würde dazu führen, dass der Stromfluss der Steigung des Übergangsbereichs folgt. Dadurch ergibt sich ein nominell geringerer Leitungsquerschnitt, da der Draht hier eine geringere effektive Dicke von $d_{\text{eff}} = d \cos \alpha$ besitzt. Dabei ist d die Dicke des Drahtes auf dem ebenen Substrat und α die Steigung des Übergangsbereichs des Kontaktpads.

Unter Annahme eines Übergangsbereichs von 600 nm (siehe SEM-Bild in Abb. 2.6) und der Höhe der nicht-leitenden Chromoxidschicht von 10 nm ergibt sich eine Steigung des Kontaktpad-Übergangs von $\alpha = 1^\circ$. Die daraus resultierende Dickenänderung des Drahtes von 0,2‰ ist so gering, dass sie zu keiner signifikanten Erhöhung der Stromdichte führt.

Ein weiterer Effekt der Chromoxidschicht wäre jedoch, dass sie die thermische Ankopplung des Drahtes an den Diamanten verschlechtern würde. Dies geschieht in einem Bereich, in dem der komplette Stromfluss vom Draht getragen wird, sodass die anfallende Wärme nicht schnell genug abtransportiert werden kann. Um die Stromdichte in diesem Bereich zu reduzieren und eine Zerstörung der Drähte durch Elektromigration zu verhindern, wurde die in Abb. 2.6(a) gezeigte Drahtgeometrie mit der trapezartigen Form der Drahtarme gewählt.

2.2.3 Domänenwände im V-Draht

Die V-förmige Drahtform wurde gewählt, da sich hier besonders leicht durch Anlegen eines externen Feldes (parallel zur Winkelhalbierenden des V-Öffnungswinkels) eine Domänenwand einbringen lässt [125]. Obwohl der energetisch günstigere Wandtyp für einen geraden Draht von 350 nm Breite eine Vortexwand ist, zeigen SEMPA-Aufnahmen (siehe Abb. 2.6(d)), dass sich eine asymmetrische transversale Wand im Knick befindet.

Der gefundene Wandtyp zeichnet sich in geraden Drähten dadurch aus, dass die gesamte Wand (insbesondere die senkrechte/transversale Komponente) nicht spiegel-symmetrisch bzgl. eines Schnittes durch die Wandmitte ist. Erstmals wurde sie von Nakatani et al. [126] für gerade Drähte als dritter stabiler Wandtyp neben Vortexwand und transversaler Wand vorhergesagt. Ein experimenteller Nachweis gelang zuerst Backes et al. [127] in Drähten mit einer Einkerbung.

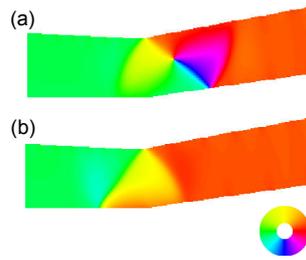


Abbildung 2.7: Simulation einer Vortexwand (a) und einer transversalen Wand (b) für die verwendete Drahtgeometrie. Die Vortexwand stellt dabei den energetisch günstigeren Zustand dar. Der Energieunterschied zwischen den beiden Wandtypen beträgt $9,6 \times 10^{-18} \text{ J}$. Die in SEMPA-Bildern gefundene transversale Wand kann durch die magnetische Vorgeschichte erklärt werden.

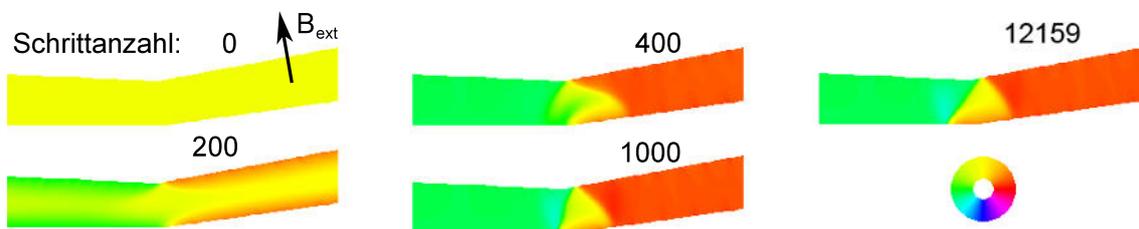


Abbildung 2.8: Bildung einer asymmetrischen transversalen Wand in einem V-Draht. Die Magnetisierung ist bei Simulationsschritt 0 zunächst komplett entlang des Feldes (siehe Pfeil) ausgerichtet und relaxiert dann in ATW, die ein lokales (aber nicht globales) Energieminimum darstellt. Es ist gut zu erkennen, wie der zentrale Bereich der Domänenwand im wesentlichen unverändert bleibt und später die transversale Komponente der ATW bildet.

Simulationen der unterschiedlichen Domänenwandtypen (siehe Abb. 2.7) für die hier verwendete Drahtgeometrie zeigen, dass weiterhin die Vortexwand energetisch günstiger als die asymmetrische transversale Wand ist. Die transversale Wand ist hingegen nicht stabil. Der Energieunterschied zwischen den beiden Wandtypen beträgt in der hier verwendeten Geometrie $9,6 \times 10^{-18} \text{ J}$. Das Auftreten des energetisch ungünstigeren Wandtyps wurde auch in Ref. [128] beobachtet. Dort wurden V-Drähte mit unterschiedlichen Öffnungswinkeln und Drahtbreiten unter einem Winkel von 10° zur Winkelhalbierenden aufmagnetisiert. Dies führte zur Bildung von Domänenwänden am Knick. Sowohl bei Variation der Drahtbreite, als auch bei Änderung des Knickwinkels, stellte sich heraus, dass asymmetrische transversale Wände auch dann noch auftreten, wenn eigentlich Vortex-Wände energetisch günstiger sind. Der Grund hierfür liegt in der magnetischen Vorgeschichte des Drahtes, wie die Simulation in Abb. 2.8 zeigt.

Die Simulation startet mit einem komplett aufmagnetisierten Draht. Danach wird das Relaxieren der Magnetisierung bei einer hohen Dämpfung von $\alpha = 0,5$ betrachtet. Diese Methode liefert identische Ergebnisse wie das graduelle Absenken des Feldes auf Null, spart aber Rechenzeit, da nicht für jeden neuen Feldwert das Konvergenzkriterium erfüllt werden muss [128]. Bei Simulationsschritt 0 ist der Draht komplett aufmagnetisiert und alle Momente sind entlang des Feldes ausgerichtet.

Nach 200 Schritten kann beobachtet werden, wie sich die Magnetisierung am Rand der Arme immer mehr parallel zu den Kanten des Drahtes ausrichtet, um Pole zu vermeiden und die magnetostatische Energie zu minimieren. Nach 400 Schritten ist in der Mitte des Drahtes die Domänenwand deutlich zu erkennen. Da die Magnetisierung dort im aufmagnetisierten Zustand schon die Ausrichtung einer transversalen Wand besitzt, bleibt der zentrale Bereich der Wand beim Relaxieren unverändert, zumal sich die Drehmomente durch die in den Armen angrenzende Magnetisierung kompensieren. Ab ca. 1000 Simulationsschritten ist die Form der asymmetrischen transversalen Wand sehr gut ausgeprägt. Bis zum Konvergieren der Simulation nach 12159 Schritten kommt es nur noch zu einer leichten Änderung des Wandwinkels. Es fällt auf, dass sich der obere sog. Kantendefekt (engl. edge defect [129, 130]) nicht exakt im Knick befindet. Dies liegt daran, dass dieser wegen der inhärenten Diskretisierung der Simulation an einer Stufenkante aus Elementarzellen in einem lokalen Energieminimum verblieben ist. Derselbe Effekt kann auch in realen Drähten auftreten, wo z. B. eine aufgrund der natürlichen Kantenrauigkeit auftretende Einkerbung ein solches Energieminimum darstellen kann.

Ein ausschließliches Auftreten von transversalen Wänden kann jedoch nicht angenommen werden, da eine stochastisch auftretenden thermische Nukleation eines Vortex zur Ausbildung der energetisch günstigeren Vortex-Wand führen kann. So wurden beispielsweise bei einer SEMPA-Untersuchung FIB-strukturierter V-Drähte für ähnliche Drahtparameter (Öffnungswinkel 170° , Drahtbreite 400 nm, Dicke 20 nm) Vortexwände vorgefunden [131].

2.3 Experimentelle Ergebnisse & Diskussion

Um das magnetische Verhalten des Drahtes zu untersuchen, wird dessen Widerstandsänderung aufgrund des AMRs bei unterschiedlichen externen Feldern gemessen. Das Feld kann in der Probenebene unter einem beliebigen Winkel angelegt werden. Überschreitet das Feld einen kritischen Wert, kann es zu einer irreversiblen Änderung der Magnetisierung in einem der beiden Arme kommen. Diese macht sich in der Widerstandsmessung durch einen Widerstandssprung bemerkbar. Der Feldwert, bei dem dies geschieht, hängt vom Winkel zwischen Drahtarm und externem Feld ab.

Die Magnetisierungskonfiguration im Nullfeld ist durch das Vermeiden von Streufeldern bestimmt. Die magnetischen Momente liegen daher parallel zum jeweiligen Arm, sodass keine Pole entstehen. Aufgrund der größtenteils geringen Drahtbreite (350 - 1000 nm) treten keine Domänen auf, lediglich an den $1\ \mu\text{m}$ breiten Drahtenden können Abschlussdomänen vorkommen. Je nach Orientierung der Magnetisierung in den beiden Armen befindet sich eine Domänenwand in der Drahtmitte (Magnetisierung in den Armen antiparallel) oder nicht (Magnetisierung parallel).

2.3.1 Charakterisierung der Magnetowiderstandskurven

In diesem Kapitel sollen zunächst die typischen Merkmale der gemessenen MR-Kurven diskutiert werden und deren mikromagnetische Ursprünge. Es soll hier der

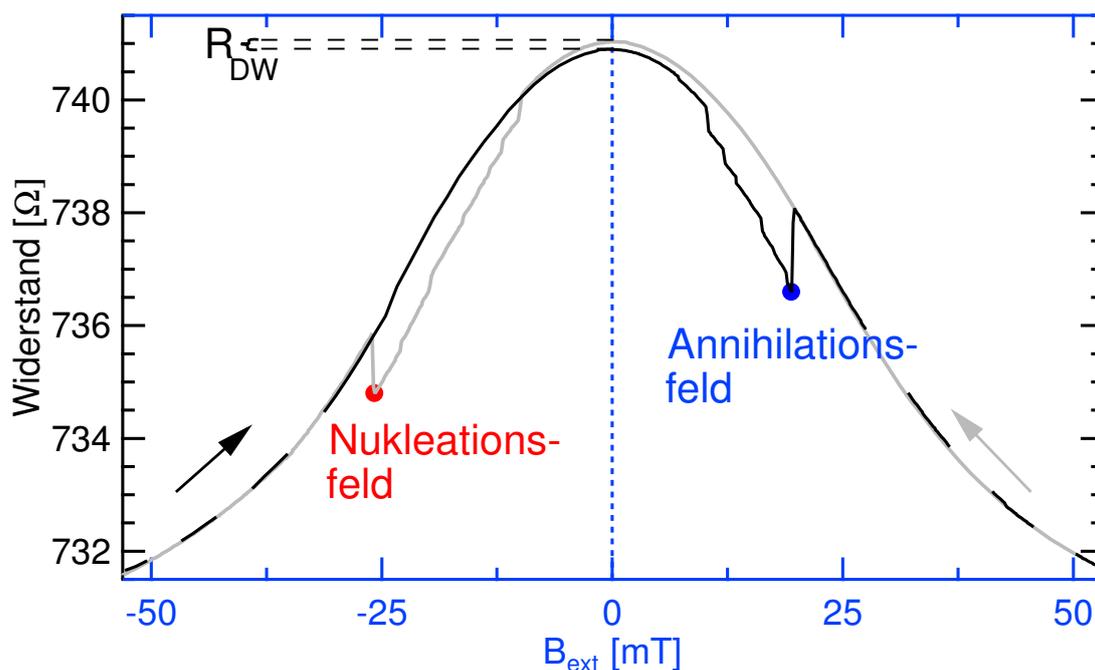


Abbildung 2.9: MR-Kurve mit externem Feld senkrecht zum rechten Drahtarm (Abb. 2.6(b)). Die Stromdichte wurde so gewählt, dass sie keinen Einfluss auf die Magnetisierung hat. Das insgesamt \cos^2 -förmige Verhalten der Kurve ist auf den AMR zurückzuführen. Mit roten/blauen Punkten gekennzeichnete Widerstandssprünge markieren das Nukleieren und Annihilieren einer Domänenwand. Diese macht sich durch einen charakteristischen Widerstandsunterschied im Nullfeld zwischen Hin- und Rückweg (graue/schwarze Kurve) von $R_{DW} = 0,18 \Omega$ bemerkbar.

experimentell relevante Fall betrachtet werden, dass das Magnetfeld genau senkrecht zum rechten Drahtarm orientiert ist (siehe Abb. 2.6(b)). Durch diese Feldorientierung kann es in diesem Arm zu keiner irreversiblen Änderung der Magnetisierung kommen, da das Feld keine Komponente parallel zum Arm hat und so die Magnetisierung nicht über 90° auslenken kann.

In Abb. 2.9 ist eine beispielhafte MR-Kurve für diese Feldorientierung gezeigt. Die verwendete Stromdichte beträgt $1,5 \times 10^9 \text{ A/m}^2$. Dies ist weit unterhalb des Spin-Torque-Regimes, sodass hier keine strominduzierten Effekte zu erwarten sind.

Die grundlegende Form der Kurve ist \cos^2 -förmig. Dies ist die charakteristische Signatur des AMRs bei einer kohärenten Drehung der Magnetisierung aus der Stromrichtung. Die Magnetisierung kann jedoch mit dem verfügbaren Feld nicht vollständig entlang des Feldes ausgelenkt werden. Dies zeigt sich daran, dass die Kurve für hohe Felder nicht gegen einen konstanten Wert läuft. Auffällig sind die zwei charakteristischen großen positiven Sprünge, sowie die davor auftretenden kleinen negativen Widerstandsänderungen. Während die großen positiven Sprünge irreversibel sind, sind die kleinen negativen Widerstandssprünge reversibel.

Es soll zunächst die Kurve für ein abnehmendes Feld (grau) betrachtet werden. Die magnetischen Momente sind bei 50 mT weit in Richtung des externen Feldes ausgelenkt und drehen bei abnehmendem Feld in Richtung Drahtachse, sodass sie

2 Temperaturabhängigkeit des Spin-Transfer-Torques in Permalloy-Nanodrähten

im Nullfeld schließlich parallel zum jeweiligen Arm ausgerichtet sind. Der Draht ist dann eindomänig.

Wird das Feld nun in die entgegengesetzte Richtung angelegt, so fangen die Momente wieder an, sich in Richtung Feld zu orientieren, was mit einer Abnahme des Widerstands einher geht. Hier tritt jedoch eine Abweichung vom \cos^2 -förmigen Verhalten auf. Es kommt zu kleinen negativen Widerstandssprüngen. Diese treten bei mehrmaligem Durchführen der Messung immer an den selben Stellen auf und sollen später anhand von mikromagnetischen Simulationen erklärt werden. Bei -26 mT tritt ein abrupter positiver Widerstandssprung auf. Dieser wird hervorgerufen durch das Umschalten der Magnetisierung im linken Arm. Wird nach Erreichen von -50 mT das Feld wieder auf Null gefahren (schwarze Kurve), so unterscheidet sich der Widerstand des Drahtes von dem beim vorherigen Nulldurchgang um einen Betrag von $R_{DW} = (0.18 \pm 0.02) \Omega$. Diese Widerstandsänderung ist auf den Widerstand der Domänenwand zurückzuführen, die sich nun im Draht befindet.

Wird das Feld vor Erreichen des Widerstandssprungs bei -26 mT wieder auf Null gefahren, so ist der Widerstand im Nullfeld unverändert. Dies zeigt, dass bei -26 mT die Magnetisierung im linken Arm irreversibel ihre Orientierung ändert („schaltet“) und eine Domänenwand nukleiert. Beim anschließenden Erhöhen des Feldes in positiver Richtung (schwarze Kurve) zeigt sich wieder das bekannte Verhalten. Zuerst eine Reihe negativer Widerstandssprünge und das Abweichen vom \cos^2 -förmigen Verhalten und anschließend ein positiver Sprung. Dieser wird diesmal durch das erneute Schalten der Magnetisierung des linken Armes und damit durch das Annullieren der Domänenwand hervorgerufen. Auffällig ist dabei, dass das Vernichten der Domänenwand bei einer niedrigeren absoluten Feldstärke von 20 mT erfolgt.

Um die MR-Kurve genauer zu verstehen und die negativen Widerstandssprünge zu erklären, wurde das Vernichten einer Domänenwand mit OOMMF [132] simuliert. Abbildung 2.10 (a) zeigt eine Vergrößerung des positiven Teils der MR-Kurve aus Abbildung 2.9. Dem gegenüber steht die berechnete MR-Kurve (b), die aus den Simulationsdaten (c) erzeugt wurde. Aufgrund der für mikromagnetische Simulationen großen Ausdehnung des V-Drahtes von ca. $30 \mu\text{m} \times 1,5 \mu\text{m}$ wurde nur der linke Arm zum Erzeugen der MR-Kurve simuliert, um Rechenzeit zu sparen. Simulationen des kompletten Drahtes für ausgewählte Feldwerte haben gezeigt, dass dies die magnetische Struktur des linken Armes nicht beeinflusst. Die MR-Kurve wurde aus den Simulationsdaten mithilfe eines Widerstandsnetzwerks analog zu Ref. [133] berechnet. Die Widerstandsänderung einer einzelnen Simulationszelle ist durch

$$\Delta R = \Delta\rho_{\text{AMR}} \cdot \frac{l_{\text{Zelle}}}{A_{\text{Zelle}}} \cdot \cos^2(\phi) \quad (2.13)$$

gegeben. Dabei ist $\Delta\rho_{\text{AMR}} = 0,3 \mu\Omega\text{cm}$ die maximale Änderung des spezifischen Widerstands aufgrund des AMRs, l_{Zelle} und A_{Zelle} Länge und Querschnittsfläche der Simulationszelle und ϕ der Winkel der Magnetisierung innerhalb einer Zelle zur Drahtachse. Bei der Berechnung der Widerstandsänderung des Drahtes wurde berücksichtigt, dass nur der Teil des Drahtes, der sich nicht auf dem Kontaktpad befindet (begrenzt durch die vertikal gestrichelte Linie in Abb. 2.10 (c)), zum Widerstand beiträgt. Auf dem Kontaktpad ist die Stromdichte im Draht vernachlässigbar

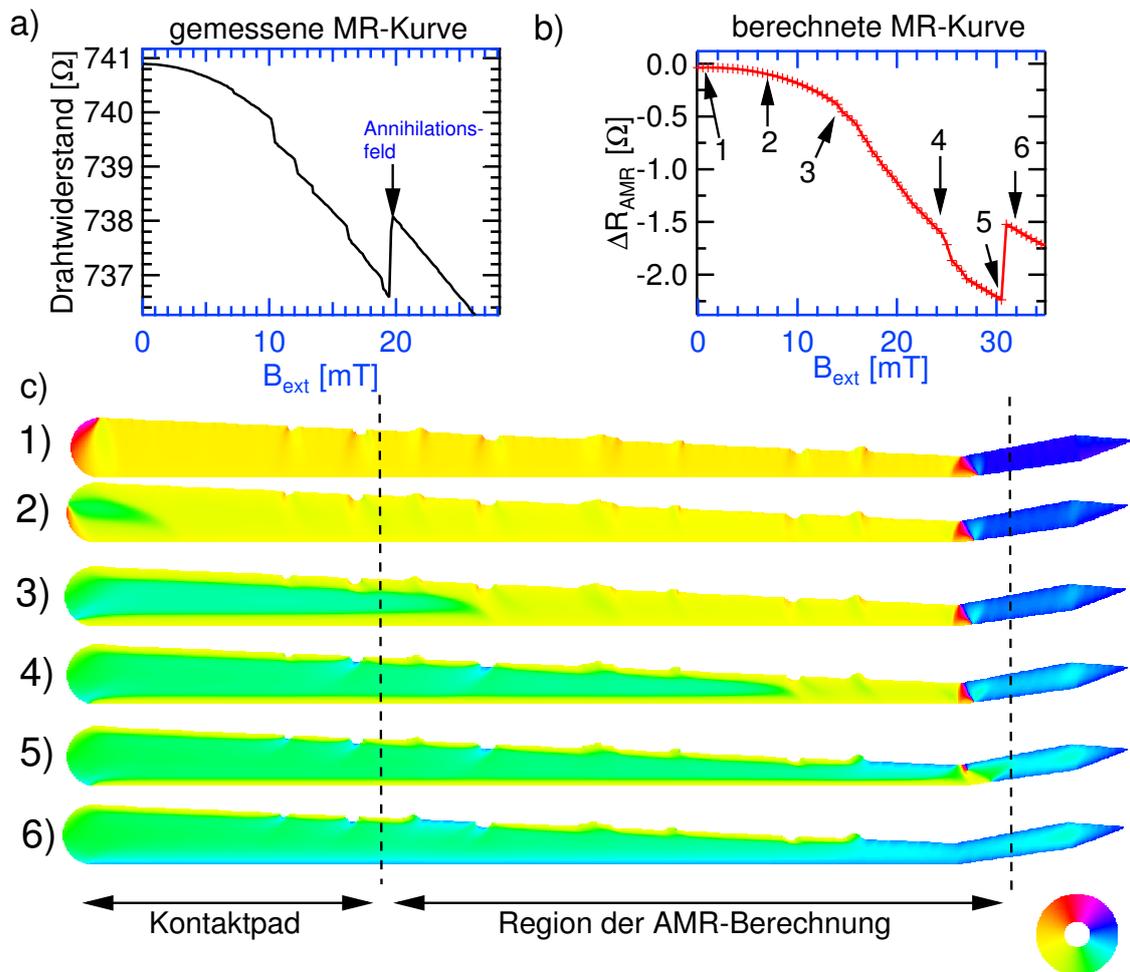


Abbildung 2.10: (a) Ausschnitt der gemessenen MR-Kurve. (b) Auf Basis von OOMMF-Simulationen berechnete MR-Kurve. Die berechnete MR-Kurve zeigt die wesentlichen Eigenschaften der Messung, wie den parabelförmige Verlauf bei kleinen Feldern, das Abweichen von dieser Kurvenform durch kleine negative Widerstandssprünge, sowie den großen positiven Widerstandssprung. (c) mikromagnetischen Zustände zu ausgewählten Punkten der simulierten MR-Kurve (Zuordnung durch Nummerierung).

2 Temperaturabhängigkeit des Spin-Transfer-Torques in Permalloy-Nanodrähten

gering, da der Strom auch in der Platinschicht des Pads fließt, die im Gegensatz zum Draht makroskopische Ausmaße besitzt.

Ein Vergleich der gemessenen und simulierten MR-Kurve zeigt viele Übereinstimmungen, die im Detail diskutiert und deren Herkunft anhand der mikromagnetischen Struktur des Drahtes erklärt werden soll. Der insgesamt größere Hub der gemessenen Kurve ist darauf zurückzuführen, dass in der Simulation nur ein Drahtarm betrachtet wird, während im Experiment beide Arme eine Auslenkung der Magnetisierung erfahren. Die Einkerbungen im Draht sollen die Oberflächenrauigkeit des Drahtes widerspiegeln.

Im Nullfeld („1“) sind zunächst die zwei unterschiedlichen Domänen in beiden Drahtarmen zu erkennen. Diese werden durch die im Knick befindliche Domänenwand voneinander getrennt (Vergleiche dazu SEMPA-Bild des Knicks in Abb. 2.6). Das linke, abgerundete Drahtende zeigt eine kleine Domäne zur Vermeidung von Oberflächenladungen.

In Bild „2“ beträgt das externe Feld 7 mT. Eine grün dargestellte Domäne hat sich gebildet, deren Magnetisierungsrichtung der des externen Feldes entspricht. Die große gelbe Domäne weist eine leichte Kippung gegen die Drahtachse aufgrund des externen Feldes auf. Die berechnete MR-Kurve weist wie die Messung für geringe Felder ein \cos^2 -förmiger Verlauf auf.

Bei 14,5 mT in Simulationsbild „3“ ist ein Abweichen von diesem Verlauf zu erkennen, das sich durch einen negativen Widerstandssprung bemerkbar macht. Die Ursache hierfür ist, dass die grüne, keilförmige Domäne das Kontaktpad verlassen hat und sich damit in einem Bereich befindet, der zur Widerstandsberechnung beiträgt. Da die Momente innerhalb des Keils einen größeren Winkel zur Drahtachse (und damit zur Stromrichtung) aufweisen, besitzen sie einen niedrigeren Widerstand als die gelben Bereiche. Dies führt zu einer Absenkung des Widerstands, sobald die keilförmige Domäne das Kontaktpad verlässt.

Mit Erreichen von 25 mT („4“) ist die durch das externe Feld energetisch begünstigte Domäne weiter in den Draht propagiert. Sie befindet sich unmittelbar vor einer Einkerbung, welche die Oberflächenrauigkeit des realen Drahtes widerspiegeln soll, und ist dort gepinnt. Wird das kritische Feld zum Depinnen überschritten, bewegt sich die keilförmige Domäne weiter zum nächsten Minimum der Energielandschaft oder in ihre Gleichgewichtsposition. Dieses abrupte Vergrößern der Domäne führt zu einer Widerstandserniedrigung, die sich als negativer Sprung bemerkbar macht. Dies zeigt, dass es sich bei den vielen kleinen negativen Sprüngen in Abb. 2.10 (a) um das Depinnen und Propagieren der keilförmigen Domäne handelt.

Bei 30,5 mT („5“) ist der Keil auf die Domänenwand getroffen und hat deren Struktur verändert. Die Annihilation der Domänenwand findet bei 31 mT („6“) statt. Damit einher breitet sich die energetisch günstiger orientierte grüne Domäne in weiten Teilen des linken Armes aus. Deren Magnetisierung hat einen kleineren Winkel zur Stromrichtung und damit einen höheren Widerstand. Da sich diese Domäne in einem großen Teil des Drahtes ausbreitet, findet ein großer positiver Widerstandssprung von $1,5\Omega$ statt. Es ist zu erkennen, dass noch nicht die komplette grüne Domäne verschwunden ist, da sie teilweise an Drahtunebenheiten gepinnt ist. Diese wird beim weiteren Erhöhen des Feldes in einem oder mehreren Schritten von der grünen Domäne verdrängt, was sich in einem oder mehreren weiteren positiven Wi-

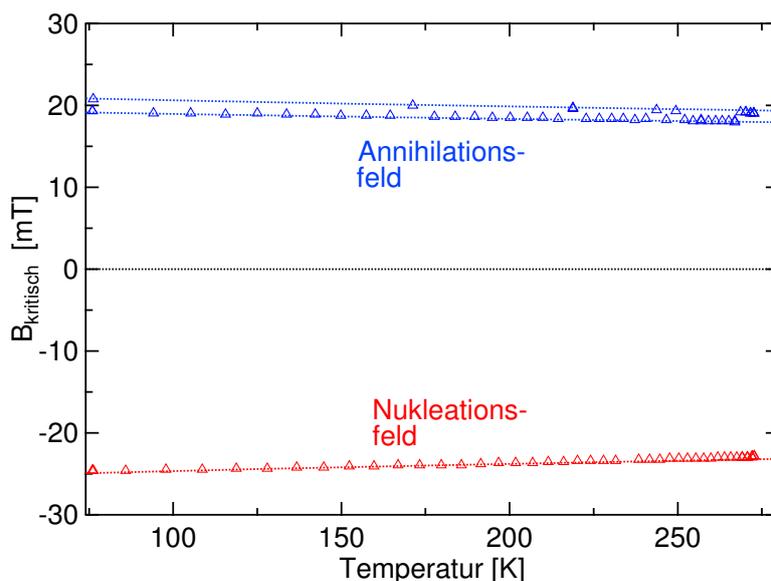


Abbildung 2.11: Temperaturabhängigkeit der Schaltpunkte bei einer Stromdichte von $1,5 \times 10^9 \text{ A/m}^2$. Neben einer leichten linearen Abnahme des Schaltfeldes mit zunehmender Temperatur von $(-9 \pm 0,1) \mu\text{T/K}$ ist auch ein zweites Pinningzentrum bei der Domänenwand-Annihilation (Aufspalten der blauen Punkte in zwei separate Geraden) zu erkennen.

derstandssprüngen zeigt (in der Simulation nicht mehr gezeigt). Dies wurde häufiger bei Proben mit stärkerer Drahtrauigkeit beobachtet.

2.3.2 Einfluss der Temperatur auf das Schaltverhalten

Die Erhöhung der Temperatur begünstigt magnetische Schaltprozesse, da die thermische Anregung in Form von zusätzlicher Energie das Überwinden einer Energiebarriere erleichtert [134–137]. Der Einfluss der Temperatur auf das Schaltverhalten der V-Drähte mit dem externen Feld senkrecht auf einem Drahtarm ist in Abb. 2.11 gezeigt.

Für Temperaturen zwischen 77 K und 300 K ist das kritische Feld zur Nukleation und Annihilation einer Domänenwand aufgetragen. Dies entspricht dem Temperaturbereich zwischen Raumtemperatur und dem zum Kühlen eingesetzten flüssigen Stickstoff. Da das Experiment keine Möglichkeit zur festen Einstellung der Temperatur bietet, wurden während des Auftauens des Kryostaten kontinuierlich MR-Kurven aufgenommen. Die Temperatur wurde dabei mithilfe eines Thermoelements im Kryostaten gemessen. Die Stromdichte während der Messungen beträgt $1,5 \times 10^9 \text{ A/m}^2$ und führt zu keiner signifikanten Erwärmung des Drahtes. Jeder vertikale Schnitt durch den Graph repräsentiert eine MR-Messung (siehe Abb. 2.9) für die entsprechende auf der x-Achse angegebene Temperatur. Die kritischen Felder für die irreversible Nukleation bzw. Annihilation einer Domänenwand sind mit roten bzw. blauen offenen Dreiecken gekennzeichnet.

Es zeigt sich eine schwache lineare Abnahme der benötigten absoluten kritischen Feldstärke mit steigender Temperatur für beide Prozesse. Auffällig ist, dass sich für

die Annihilationsfelder zwei unterschiedliche Geraden anpassen lassen. Eine mögliche Erklärung hierfür wäre das Pinnen der Domänenwand an zwei unterschiedlichen Positionen vor ihrer Vernichtung aufgrund von Oberflächenrauigkeiten. Diese könnten eine Annihilation durch das Hereinlaufen der keilförmigen Domäne (siehe Abb. 2.10(c)) aufgrund eines unterschiedlichen Potentials erschweren (obere blaue Gerade) oder begünstigen (untere blaue Gerade). Das exakte Annihilationsfeld hängt dann vom jeweiligen Ort ab, an dem sich die Domänenwand befindet. Es ist wahrscheinlich, dass sich die Domänenwand bei den niedrigeren kritischen Feldern leicht außerhalb des Knicks befindet. Dadurch kommt es schon bei betragsmäßig geringerer Feldstärke zu einer Annihilation mit der keilförmigen Domäne.

Ein weiteres Indiz dafür lässt sich bei genauerem Betrachten der Temperaturabhängigkeit finden. So beträgt die betragsmäßige Änderung des Nukleationsfeldes mit der Temperatur $(-9,0 \pm 0,1)\mu\text{T}/\text{K}$. Die Temperaturabhängigkeit der beiden vermuteten Pinningzentren beträgt $(-8,8 \pm 0,4)\mu\text{T}/\text{K}$ für die höheren Annihilationsfelder und $(-6,2 \pm 0,2)\mu\text{T}/\text{K}$ für die niedrigeren. Die Temperaturabhängigkeit des Nukleationsfeldes stimmt im Rahmen des Fehlers mit der des Annihilationsfeldes bei höheren Feldern überein. Dies könnte darauf hindeuten, dass Annihilation und Nukleation am selben Pinningzentrum stattfinden, während sich die Domänenwand im Falle der niedrigeren Annihilationsfelder zu einem benachbarten Pinningzentrum verschoben hat.

2.3.3 Variation der Stromdichte

Als nächstes soll der Einfluss unterschiedlicher Stromdichten auf das Schaltverhalten des Drahtes untersucht werden. Abbildung 2.12 zeigt die kritischen Felder für Nukleation und Annihilation einer Domänenwand bei unterschiedlichen Stromdichten (beider Polaritäten) von $1,5 \times 10^9 \text{ A}/\text{m}^2$ bis $2 \times 10^{12} \text{ A}/\text{m}^2$. Der Unterschied der beiden Graphen (a) und (b) besteht darin, dass in (b) die Magnetisierung des nicht schaltenden Drahtarmes (auf dem das externe Feld senkrecht steht) durch Aufmagnetisieren entlang der Drahtachse umgekehrt wurde. Es fällt auf, dass mit Umkehr der Magnetisierung des nicht schaltenden Armes auch die Felder für Annihilation und Nukleation der Domänenwand ihr Vorzeichen wechseln. Diese lassen sich anhand des Widerstandsunterschiedes in Remanenz bei ab- und zunehmendem Feld bestimmen. Der Vorzeichenwechsel der Nukleations und Annihilationsfelder ist in dem unterschiedlichen Verhalten der Magnetisierung in den beiden Armen begründet. Während die Magnetisierung im schaltenden Arm durch das Ummagnetisieren des anderen Arms nicht beeinflusst wird und sich in (a) und (b) identisch verhält, legt die Orientierung des fixen Armes fest, ob sich bei zu- oder abnehmendem Feld eine Domänenwand in Remanenz im Draht befindet.

Weiterhin sollen die hervorstehenden Merkmale der Nukleations- und Annihilationsfelder, sowie deren Verhalten beim Ummagnetisieren des fixen Drahtarmes diskutiert werden. Zunächst fällt die parabolische Abhängigkeit des Annihilationsfeldes von der Stromdichte auf. Diese begründet sich in der im vorherigen Abschnitt festgestellten Temperaturabhängigkeit der Schaltpunkte. Da sich die Domänenwand an der schmalsten Stelle des Drahtes (dem Knick) befindet, ist dort die Temperatur aufgrund Joulescher Erwärmung am höchsten und beeinflusst das Vernichten der Wand.

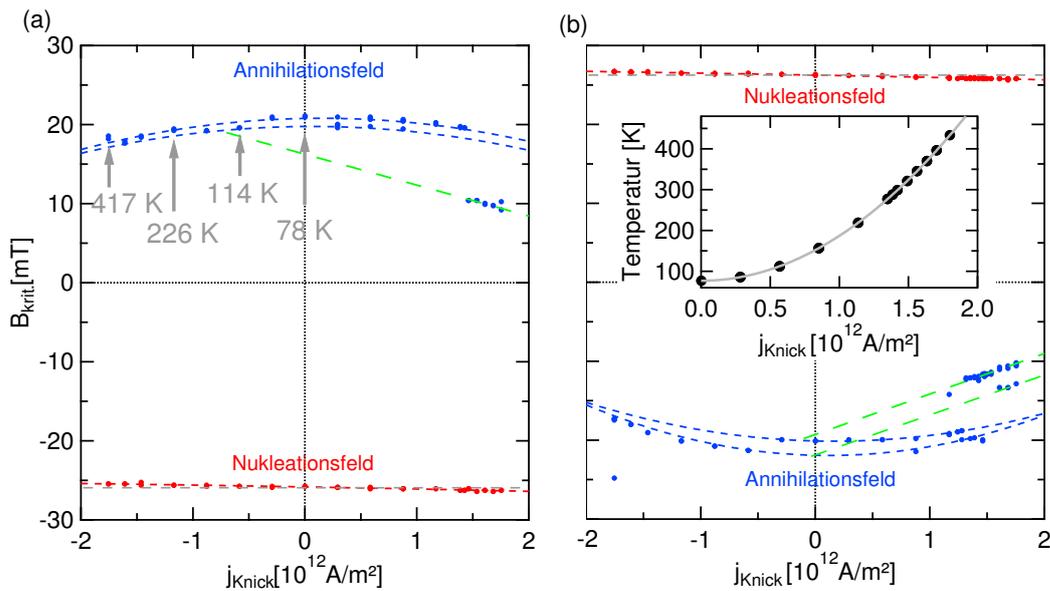


Abbildung 2.12: Abhängigkeit der kritischen Felder zur Annihilation und Nukleation einer Domänenwand in Abhängigkeit von der Stromdichte im Knick. Die Graphen (a) und (b) zeigen die Schaltfelder für die beiden unterschiedlichen Magnetisierungseinstellungen des fixen Drahtarms. Aufgrund dessen unterschiedlicher Magnetisierungsausrichtung wechseln die Felder zum Erzeugen und Vernichten einer Domänenwand zwischen (a) und (b) das Vorzeichen. Durch die Temperaturkalibrierung in Abb. 2.11 kann den verschiedenen Stromdichten die Temperaturen am Knick zugeordnet werden (siehe Inset).

Höhere Stromdichten führen zu einer höheren Temperatur, wodurch das Vernichten der Wand thermisch unterstützt wird, sodass der Absolutwert des Schaltfeldes abnimmt. Die parabolische Form folgt zum einen daraus, dass die Temperatur am Knick proportional zur eingebrachten Leistung ist, welche wiederum proportional zum Quadrat des Stromes ist und zum anderen aus der zuvor festgestellten linearen Abhängigkeit der kritischen Schaltfelder B_{crit} von der Temperatur T :

$$\begin{aligned} B_{\text{crit}} &\propto T_{\text{Knick}} \propto P \\ &\propto R(T) \cdot j^2 \end{aligned} \quad (2.14)$$

Diese quadratische Abhängigkeit ist, wie die blau gestrichelten Anpassungen zeigen, sehr gut erfüllt. Es sind jeweils zwei Parabeln gezeigt, da die Domänenwand wie schon bei der temperaturabhängigen Messung an zwei unterschiedlichen Positionen gepinnt sein kann, wenn sie durch die keilförmige Domäne vernichtet wird. Die Temperaturabhängigkeit der Schaltpunkte aus Abb. 2.11 kann dazu verwendet werden, die Temperatur in der Drahtmitte beim Schalten zu bestimmen. Diese wurde für ausgewählte Schaltfelder in grau notiert. In Abb. 2.12 (b) ist im Inset der Temperaturverlauf für die in den Messungen verwendeten Stromdichten gezeigt. Die graue Linie zeigt eine parabolische Anpassung an die Temperaturdaten. Die Ergebnisse stimmen gut mit Messungen der Temperaturerhöhung unter Strom von geraden Permalloy-Drähten auf einem Diamantsubstrat [118] überein. Bei der hier zitierten Untersuchung wurde jedoch die Temperatur mithilfe der Temperaturabhängig-

keit des Widerstands bestimmt. Da bei dem in dieser Untersuchung verwendeten Draht die Drahtbreite nicht konstant ist, bildet sich ein starkes Temperaturprofil im Draht aus. Die höchsten Temperaturen werden im Knick erreicht. Aus diesem Grund wurde die Temperaturkalibrierung anhand der thermischen Abhängigkeit der Annihilationsfelder durchgeführt. Beide Ansätze liefern in Drähten konstanter Breite unabhängig voneinander das selbe Ergebnis.

Bei den Nukleationsfeldern (rote Punkte) lässt sich kein parabolisches Verhalten feststellen. Es tritt nur eine schwache lineare Abhängigkeit auf. Zum Vergleich zeigt die grau gestrichelte Linie den Fall eines konstanten Schaltfeldes an. Die Steigungen, mit der sich die beiden Nukleationsfelder in (a) und (b) ändern, sind identisch und haben das selbe Vorzeichen. Im Falle positiver Stromdichten wird das Schalten für negative Felder erschwert und für positive begünstigt. Für negative Stromdichten wird das Nukleationsfeld genau entgegengesetzt beeinflusst. Dieses symmetrische Verhalten unter Strom- und Feldumkehr ist charakteristisch für das durch den Strom hervorgerufene Oersted-Feld [138–140].

Eine Betrachtung der Oersted-Feld-Komponente, die in der Probenebene senkrecht zum Draht steht, zeigt, dass deren Vorzeichen von der z -Position (z -Richtung senkrecht zur Substratebene) abhängig ist. Wie in Ref. [140] diskutiert, kann das Oersted-Feld durch eine inhomogene Stromdichteverteilung in z -Richtung hervorgerufen werden. Dies soll hier kurz weiter ausgeführt werden: Im Falle einer homogenen Stromdichte ist das Feld innerhalb des Drahtes antisymmetrisch zu Drahtmitte ($z = 0$), d.h. es wechselt in der Mitte des Drahtes das Vorzeichen und ist an der Ober- und Unterseite vom Betrag her maximal. Gemittelt auf den gesamten Drahtquerschnitt verschwindet das Oersted-Feld, da sich die Feldanteile unterschiedlichen Vorzeichens kompensieren.

Im Falle einer inhomogenen Stromdichteverteilung verschiebt sich der Vorzeichenwechsel des Oersted-Feldes zur Ober- bzw. Unterseite. Dadurch heben sich die beiden entgegengesetzten Komponenten nicht mehr auf und das Oersted-Feld wirkt wie ein externes Feld senkrecht zum Draht. Es gibt zwei mögliche Gründe für einen inhomogenen Stromfluss in z -Richtung. Dieser kann einerseits durch die Temperaturabhängigkeit des Widerstands von einem Temperaturgradienten innerhalb des Drahtes hervorgerufen werden. Solch ein Temperaturgradient kann auftreten, da der Teil des Drahtes, der sich in Kontakt mit dem Diamantsubstrat befindet, effizienter gekühlt wird, als die dem Vakuum zugewandte Seite (siehe Ref. [121]). Ein weiteres Szenario, das zu einem inhomogenen Stromfluss führt, ist die Annahme unterschiedlicher rauer Grenzflächen an der Ober- und Unterseite des Drahtes. Dieser kann zu unterschiedlichen Widerständen in der Nähe der Permalloy-Diamant- und der Permalloy-Vakuum-Grenzfläche führen, die unterschiedliche Stromflüsse nahe der beiden Grenzflächen zur Folge haben.

Eine weitere in der Literatur diskutierte Ursache für das Oersted-Feld können die Kontaktpads sein [141]. Wie Moon et al. zeigen, wirkt das Oersted-Feld nur in dem Bereich auf den Draht, der sich über oder unter dem Kontaktpad befindet. Außerhalb des Kontaktpads fällt das Oersted-Feld innerhalb eines Mikrometers auf Null ab. Die MR-Messung in Abb. 2.9 und die zugehörige Simulation in Abb. 2.10 zeigen, dass das reine feldgetriebene Schalten durch die Ankunft der keilförmigen Domäne in der Drahtmitte ausgelöst wird. Die Domäne bewegt sich schrittweise durch den

Draht (negative Widerstandssprünge) bis sie den Knick erreicht. Das Oersted-Feld im Bereich des Kontaktpads kann daher nicht das Verhalten der Domäne kurz vor Erreichen des Knicks beeinflussen.

Das dritte interessante Merkmal der Annihilationsfelder in Abb. 2.12 ist der plötzliche Abfall der kritischen Felder zur DW-Annihilation für positive Stromdichten über $1,2 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$. Nach dem Abfall gibt es eine lineare Abnahme, die durch die grün gestrichelten Linien verdeutlicht werden soll. Diese Abnahme ist nur bei positiven Stromdichten zu beobachten und hat den gleichen Effekt für beide Magnetisierungskonfigurationen, nämlich das Absenken des Absolutbetrags des Schaltfeldes für positive und negative Felder. Es kann daher nicht durch Oersted-Felder hervorgerufen werden, da bei diesen das gleiche Verhalten unter Feld- und Stromumkehr auftreten müsste wie bei den Nukleationsfeldern. Die hier beobachtete Symmetrie passt zum Spin-Transfer-Torque. Dieser bewirkt, dass die bei positivem und negativem Feld vorkommenden head-to-head- bzw. tail-to-tail-Wände sich unter hohen Stromdichten gleich verhalten. Sie erfahren eine Kraft in Richtung des Elektronenflusses, die im Falle positiver Stromdichten in den linken Arm und in Richtung der keilförmigen Domäne gerichtet ist. Der abrupte Abfall des Annihilationsfeldes wird daher durch das plötzliche Depinnen der Domänenwand aufgrund des Stromflusses hervorgerufen. Dies tritt erst ab einer kritischen Stromdichte von $1,2 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ auf und kann unterhalb dieser nicht beobachtet werden. Das Extrapolieren des linearen Abfalls ergibt zwei unterschiedliche Werte im Nullfeld. Eine mögliche Ursache dafür wären unterschiedliche Pinning-Stellen bzw. ein Unterschied in der Mikrostruktur der Wand für positive und negative Felder. Ein möglicher Grund, warum das Depinnen der Domänenwand nur bei positiven Stromdichten auftritt und bei negativen Stromdichten nicht beobachtet wird, ist die Position der Domänenwand bzgl. des Knicks. Da der Knick die engste Stelle des Drahtes darstellt ist er zugleich eine Potentialbarriere, sodass sich die Domänenwand leichter vom Knick weg bewegt, als durch diesen hindurch. Dieses unterschiedliche Verhalten konnte in Ref. [89] gezeigt werden.

Um das effektive Feld entlang der Drahtachse zu erhöhen, wurde das Feld in einem weiteren Experiment in Abb. 2.13 um 2° gedreht, sodass es einen Winkel von 7° zur Winkelhalbierenden des V-Drahtes aufweist. In der gewählten Auftragung sind die Fälle für die unterschiedlichen Magnetisierungseinstellungen des nicht schaltenden Arms beide in einem Graphen zusammen gefasst. Die beiden unterschiedlichen Magnetisierungseinstellungen sind mit Konfiguration A und B betitelt und durch Dreiecke bzw. Kreise dargestellt. Unter dem geänderten Winkel des externen Feldes sind beide Arme schaltbar. Daher wurde das maximale Feld so gewählt, dass der rechte Arm für alle Stromdichten nicht irreversibel beeinflusst wird. Das Annihilationsfeld hat um 2 mT von 20 mT auf 18 mT abgenommen. Dies kann im Rahmen des Fehlers durch die Winkeländerung von 2° erklärt werden, die zu einer veränderten Projektion des Feldes auf den linken Arm führt. Daher sollte weiterhin derselbe Prozess, nämlich das Vernichten der Domänenwand, für das Schalten verantwortlich sein.

Ein weiteres Merkmal der Messung ist, dass bei der Nukleation zwei unterschiedliche kritische Felder auftreten und auch hier ein thermischer, parabelförmiger Einfluss zu beobachten ist. Des Weiteren sind alle in der vorigen Messung angesprochenen

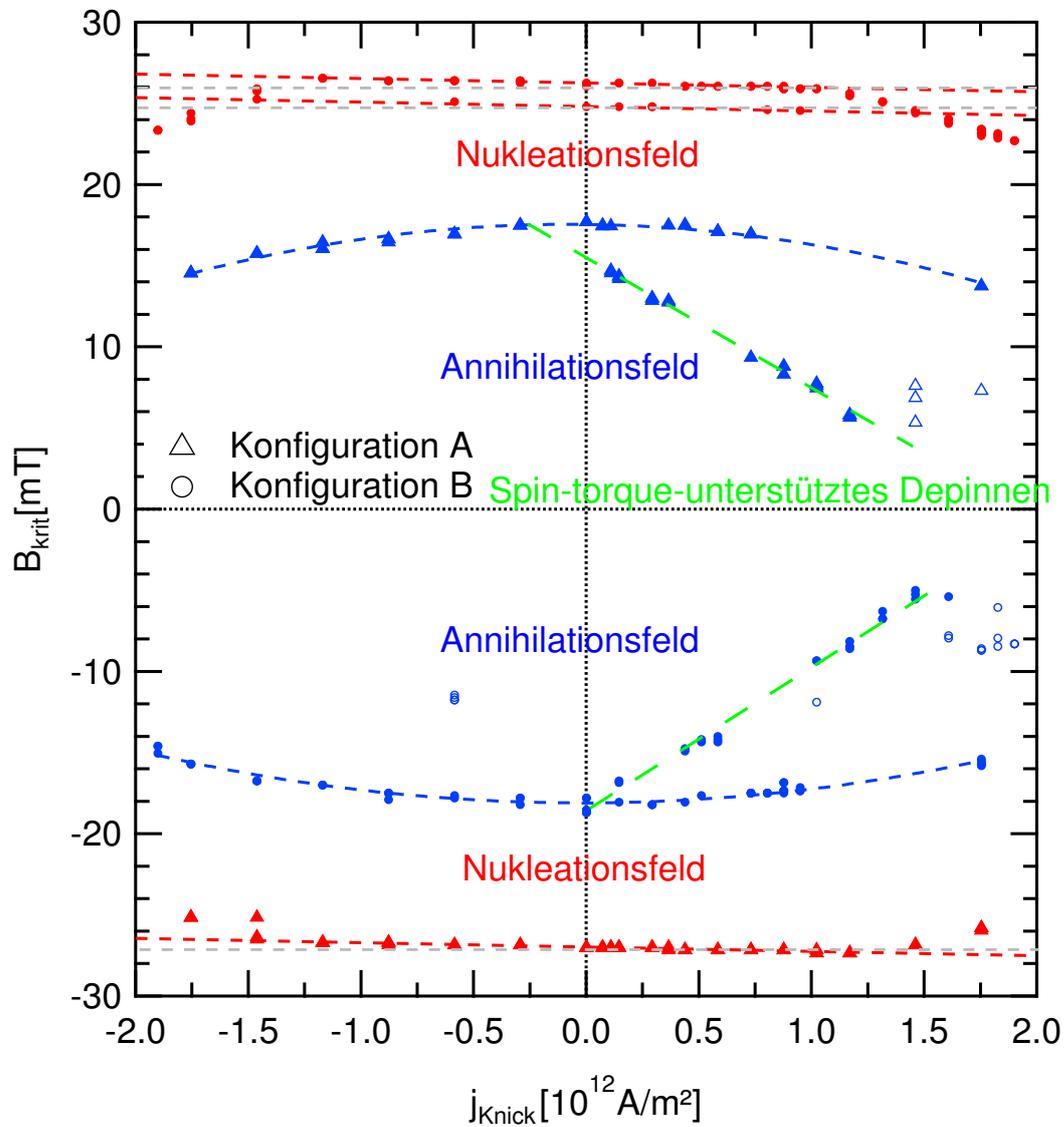


Abbildung 2.13: Kritisches Feld für verschiedene Stromdichten für einen Feldwinkel von 7° zur Winkelhalbierenden des V-Drahtes (2° mehr als bei der Messung in Abb. 2.13). Die Messungen beider Einstellungen der Magnetisierung im rechten Arm sind in einem Graphen zusammengefasst. Bei dieser Feldorientierung ist erkennbar, dass das Spin-Torque-unterstützte Schalten für fast alle Stromdichten beobachtet wird.

Features wieder vorhanden. Die Nukleationsfelder haben trotz des eben erwähnten thermischen Einflusses die gleiche Steigung und Symmetrie unter Magnetisierungs- und Stromumkehr. Die rot gestrichelten Linien entsprechen exakt den in der Messung in Abb. 2.12 zuvor bestimmten Steigungen. Erst bei Stromdichten, die größer als $1,25 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ sind, macht sich der thermische Einfluss signifikant bemerkbar. Dieser ist vor allem in Konfiguration A deutlicher ausgeprägt. Der hauptsächliche Unterschied zur Messung unter 5° ist, dass das Spin-Torque-unterstützte Schalten diesmal nicht erst ab einer kritischen Stromdichte einsetzt. Es scheint vielmehr so, als ob sowohl der strom- als auch der feldgetriebene Depinningprozess koexistieren. Diesmal zeigt das stromunterstützte Depinning einen linearen Verlauf fast über den gesamten Stromdichtebereich. Nur bei sehr hohen Strömen über $1,5 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ gibt es Abweichungen vom linearen Verhalten (offene Kreise/Dreiecke). Hier tritt teilweise sogar wieder ein Anstieg des kritischen Feldes auf. Eine mögliche Erklärung kann die Tatsache sein, dass sich die Struktur einer Domänenwand unter hohen Stromdichten ändern kann. Der so entstandene Wandtyp kann dann eine höhere kritische Stromdichte besitzen [61]. So wurde für Doppel-Vortex-Wände gezeigt, dass sie eine höhere kritische Stromdichte besitzen als Vortexwände und transversale Wände [77].

2.3.4 Nachweis des Spin-Transfer-Torques anhand von AMR-Sprunghöhen

Um zu verifizieren, dass die festgestellte lineare Abhängigkeit der Annihilationsfelder durch das Spin-Torque-unterstützte Depinnen der Domänenwand in der Drahtmitte verursacht wird, wurde die Höhe der Widerstandssprünge untersucht. In Abbildung 2.14 ist die Sprunghöhe gegen die Temperatur aufgetragen. Die Sprunghöhen sind einmal für die temperaturabhängige Messung aus Abb. 2.11 (offene Symbole), sowie für die stromabhängige Messung aus Abb. 2.12 (volle Symbole) gezeigt. Die für die stromabhängigen Messungen angegebene Temperatur ist die des Knicks, welche aufgrund von Abb. 2.11 bestimmt wurde. In diesem Fall wurde die Temperatur nicht extern variiert, sodass Temperaturerhöhungen einzig auf den Stromfluss zurückzuführen sind.

Da die Höhe des Widerstandssprungs beim Erzeugen/Vernichten einer Domänenwand von der Größe des AMRs abhängt, wird zusätzlich die Größe des AMR-Hubs ΔR_{AMR} der gesamten MR-Kurve gezeigt (grüne Symbole). Als erstes soll das Verhalten von Sprunghöhen und AMR-Hub der temperaturabhängigen Messung betrachtet werden. Die angegebene Temperatur ist die Temperatur des gesamten Drahtes, da sich das System im thermodynamischen Gleichgewicht befindet. Die Sprunghöhen bei Nukleation und Annihilation sind durch offene rote und blaue Dreiecke (linke Ordinate) und der gesamte Hub der AMR-Kurve ΔR_{AMR} durch offene grüne Rauten (rechte Ordinate) dargestellt. Der Hub entspricht dem Widerstandsunterschied zwischen dem maximal angelegten Feld von 53 mT und Remanenz. Die Sprunghöhen in der temperaturabhängigen Messung zeigen beide eine lineare Abnahme mit zunehmender Temperatur. Dies deutet jedoch nicht auf eine Änderung des Schaltverhaltens hin, sondern ist vielmehr in der Temperaturabhängigkeit des AMRs begründet (siehe Ref. [110]). Ein Vergleich der gemessenen Sprunghöhen mit ΔR_{AMR} zeigt, dass beide die gleiche Temperaturabhängigkeit besitzen (die rechte und linke Ordinate

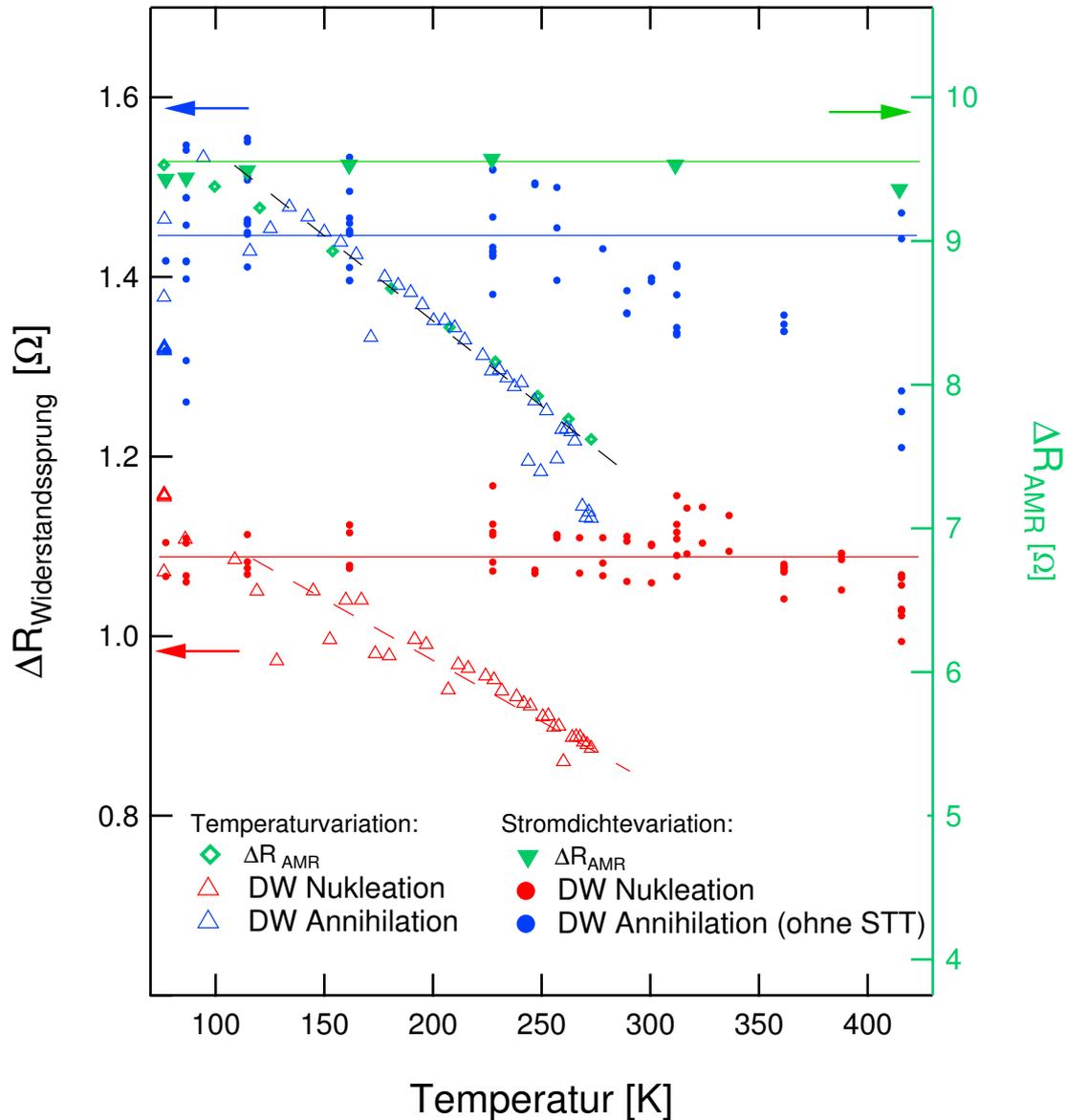


Abbildung 2.14: Einfluss der Temperatur auf die Widerstandssprünge bei Annihilation und Nukleation der Domänenwand. Die Höhe der Widerstandssprünge und des gesamten AMR-Hubs ist gegen die Temperatur aufgetragen. Bei der Messung mit Temperaturvariation (Abb. 2.11) entspricht die Temperatur der x-Achse der des gesamten Drahtes. Bei der Stromdichteveriation (Abb. 2.12) ist die im Knick bestimmte Temperatur angegeben. Es sind nur die *nicht* mit Spin-Torque assoziierten Sprünge bei DW Annihilation gezeigt. Die Änderung der Widerstandssprünge (blaue Dreiecke) in beiden Messungen lässt sich im Wesentlichen auf die Temperaturabhängigkeit des AMRs zurückzuführen (grüne Symbole). In den Messungen mit Stromdichteveriation ist eine deutlich niedrigere Temperaturabhängigkeit der Sprunghöhen zu beobachten, da hier nicht die durchschnittliche Drahttemperatur bestimmt wurde, sondern die Temperatur des Knicks. Die eingezeichneten Linien sollen das Auge führen.

sind jeweils prozentual gleich skaliert bezüglich des maximal angezeigten Wertes). Der einzige Grund für die Änderung der Sprunghöhen ist die Temperaturabhängigkeit des AMRs.

Bei Vergleich dieser Daten mit den Sprunghöhen bei Stromdichtevariation aus Abb. 2.12 zeigt sich ein anderes Bild. Es sind hier zunächst nur die Sprunghöhen gezeigt, die nicht potentiell durch Spin-Torque beeinflusst werden (d. h. solche, die nicht auf den grünen gestrichelten Linien in Abb. 2.12 liegen). Die Widerstandssprünge bei Nukleation und Annihilation (roten und blauen Kreise) zeigen eine wesentlich geringere Temperaturabhängigkeit als bei der zuvor betrachteten Temperaturvariation. Sie bleiben nahezu konstant bis 200 K. Erst danach ist ein leichtes Abknicken der Kurve zu erkennen. Die höchste Temperatur wird bei einer Stromdichte von $2 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ erreicht und beträgt 430 K. Trotz der hohen Temperatur nimmt die Größe des Widerstandssprungs (verglichen mit denen bei Temperaturvariation) nur geringfügig ab. Dieses Verhalten ist darin begründet, dass bei der Stromdichtevariation die Temperatur am Knick bestimmt wurde.

Diese ist wegen der Drahtgeometrie höher als im restlichen Draht. Die keilförmige Domäne, deren Verschwinden für den Widerstandssprung verantwortlich ist, besitzt größtenteils eine niedrigere Temperatur. Da nur ein geringer Teil in der Nähe des Knicks eine deutlich höhere Temperatur erfährt, zeigen die Widerstandssprünge eine schwächere Temperaturabhängigkeit. Dieser Effekt wird noch deutlicher bei Betrachtung des gesamten Hubs der MR-Kurve (gefüllte grüne Dreiecke). Da dieser gleichmäßig vom gesamten Draht generiert wird, ist er noch weniger von der Temperaturerhöhung im Knick betroffen. Hier tritt nur bei den höchsten im Knick bestimmten Temperaturen ein Abweichen von den Werten bei niedrigeren Temperaturen auf.

An dieser Stelle soll noch einmal das Ergebnis der in Abb. 2.14 durchgeführten Untersuchung der Sprunghöhen zusammengefasst werden. Wird die Temperatur des Kältebads und damit auch die Temperatur des Drahtes erhöht, so nimmt die Sprunghöhe bei Nukleation und Annihilation der Domänenwand linear ab. Diese Abnahme ist einzig in der Temperaturabhängigkeit des AMR begründet. Wird anschließend die Temperatur des Kältebads konstant gehalten und der Draht durch einen Stromfluss erwärmt, so lässt sich die Temperatur am Knick aufgrund der Messung aus Abb. 2.11 bestimmen. Eine Betrachtung der Widerstandssprünge, die *nicht* mit Spin-Torque assoziiert sind, zeigt nur eine geringe Abhängigkeit von der Temperatur des Knicks (und damit von der Stromdichte). Der Grund hierfür ist, dass sich der Draht aufgrund der Verengung am Knick nicht gleichmäßig erwärmt und ein Großteil des Widerstandssprungs in kalten Bereichen abseits des Knicks generiert wird. Im Folgenden sollen die Sprunghöhen der *mit* Spin-Torque-assozierten Widerstandssprünge betrachtet werden, die eine deutliche Variation der Sprunghöhe zeigen. Es soll gezeigt werden, dass bei diesen Schaltpunkten die Sprunghöhenvariation nicht auf die Temperatur, sondern nur auf das stromunterstützte Depinnen einer Domänenwand zurückgeführt werden kann.

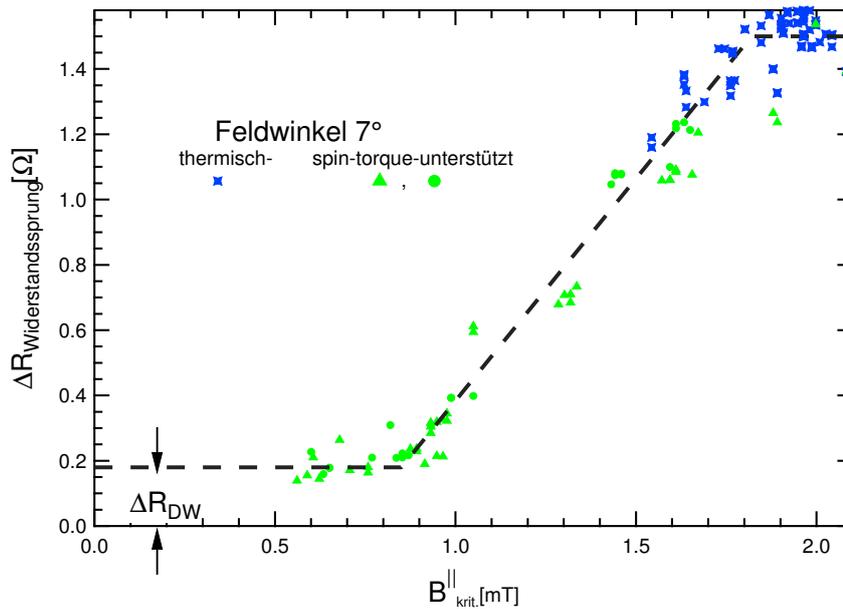


Abbildung 2.15: Höhe der Widerstandssprünge der stromabhängigen Messung aus Fig. 2.13 gegen die Projektion des kritischen Feldes auf die Drahtachse. Für die nicht mit Spin-Torque-assoziierten Schaltprozesse (auf der Parabel liegend in Abb. 2.13) ändert sich die Höhe der Widerstandssprünge kaum. Die leichte Reduzierung der Sprunghöhe bei Schaltfeldern um 1,7 mT ist auf die in Abb. 2.14 beobachteten thermischen Einflüsse zurückzuführen. Beim spin-torque-unterstützten Schalten hängt die Sprunghöhe über einen weiten Bereich linear mit dem Schaltfeld zusammen, bevor sie ein Plateau bei $0,18 \Omega$ erreicht. Dieses Plateau entspricht genau dem Domänenwandwiderstand.

2.3.4.1 Einfluss des Depinnens einer Domänenwand auf die Sprunghöhe

Um zu verifizieren, dass es sich um Spin-Torque-unterstütztes Schalten handelt, ist in Abb. 2.15 die Höhe aller Widerstandssprünge aus der stromabhängigen Messung aus Abb. 2.13 gegen das kritische Feld aufgetragen, genau gesagt gegen die Projektion des kritischen Feldes auf den schaltenden Arm. Diese Größe wurde gewählt um später die bei unterschiedlichen Winkeln durchgeführten Messungen zu vergleichen. Der Übersicht halber werden nur die Annihilationsfelder gezeigt, da die Sprünge bei Nukleation der Domänenwand keine starke Variation zeigen. In der Grafik ist das nicht mit Spin-Torque-assoziierte Schalten (die beiden blauen Parabeln bei Annihilation in Abb. 2.13) durch blaue Kreuze dargestellt. Hier tritt nur, wie zuvor in Abb. 2.14 beobachtet, eine leichte Variation der Schaltfelder aufgrund der Jouleschen Erwärmung auf. Oberhalb von 1,8 mT sind die Sprunghöhen konstant um $1,45 \Omega$, während für geringere Felder ein Absinken auf $1,2 \Omega$ beobachtet werden kann. Die Schaltpunkte mit dem geringsten kritischen Feld sind diejenigen mit den höchsten Knick-Temperaturen, die sich am Rande der blauen Parabeln in Abb. 2.13 befinden. Das spin-torque-unterstützte Schalten auf den beiden abknickenden Geraden ist durch die grüne Symbole gekennzeichnet (Dreiecke für Konfiguration A, Kreise für B). Hier zeigt sich eine deutliche lineare Abnahme der Sprunghöhe mit Abnahme des kritischen Feldes. Unterhalb von 0,9 mT endet der lineare Abfall und die Sprunghöhe

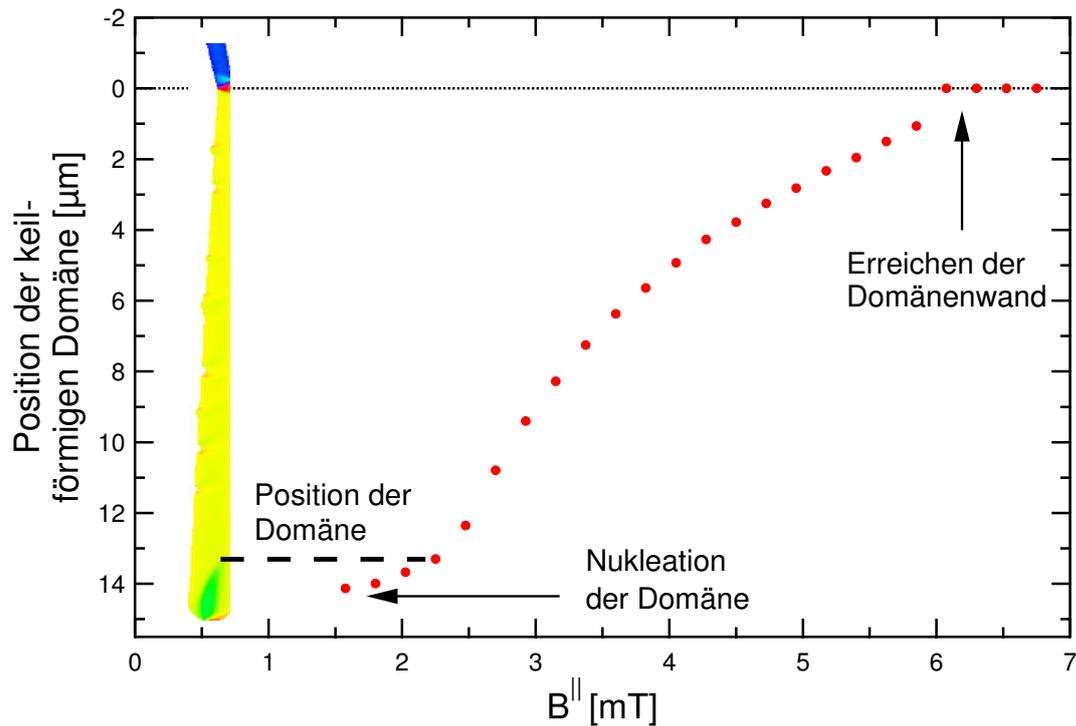


Abbildung 2.16: Position der keilförmigen Domäne in Abhängigkeit des externen Feldes. Mit zunehmendem Feld bewegt sich die Domäne durch den Draht Richtung Drahtmitte. Trifft sie dort auf die Domänenwand bzw. wird die Domänenwand depinnet, schaltet die gesamte Magnetisierung des Drahtes und es kommt zu einem Widerstandssprung, der proportional zur Größe der keilförmigen Domäne ist.

bleibt konstant um $0,18\ \Omega$. Diese untere Grenze ist wesentlich niedriger als alle zuvor beobachteten thermisch unterstützten Widerstandssprünge und entspricht genau dem gemessenen Domänenwandwiderstand.

Um diese lineare Abhängigkeit der Sprunghöhe von der kritischen Feldstärke beim Spin-Torque-unterstützten Schalten zu verstehen wurde in Abb. 2.16 die Position der keilförmigen Domäne im Draht anhand von Simulationsdaten bestimmt und gegen das externe Feld aufgetragen. Auf der y-Achse bezeichnet dabei $0\ \mu\text{m}$ die Mitte des Drahtes und $15\ \mu\text{m}$ den Rand (siehe beigefügtes Simulationsbild). Da in die Simulation keine thermischen Einflüsse eingehen, propagiert die Domänenwand im Vergleich zum Experiment erst bei höheren Feldern durch den Draht. Dies ändert jedoch nichts an ihrem prinzipiellen Verhalten. Nach Nukleation der Domäne bei $1,5\ \text{mT}$ bewegt sich diese mit zunehmendem Feld in Richtung Drahtmitte. Die Position hängt dabei nach der Nukleation annähernd linear mit dem Feldstärkenverlauf zusammen und wird geringfügig von den Einkerbungen des Drahtes, die die Oberflächenrauigkeit widerspiegeln sollen, beeinflusst. Bei den letzten drei Feldwerten ab $6\ \text{mT}$ befindet sich die Domäne unmittelbar vor der Domänenwand. Es ist wahrscheinlich, dass diese magnetische Konfiguration beim Vorhandensein thermischer Anregung nicht stabil ist.

Anhand der Bewegung der Domäne im Feld lässt sich die lineare Zunahme der

Sprunghöhe für die spin-torque-unterstützten Schaltpunkte verstehen. Wird das Schalten durch das Depinnen der Domänenwand aus der Drahtmitte ausgelöst, dann hängt die Sprunghöhe von der Größe der keilförmigen Domäne ab, welche wiederum durch das externe Feld bestimmt ist.

Bei hohen Stromstärken wird die Wand schon bei kleinen Feldern depinnt, sodass die keilförmige Domäne das Kontaktpad noch nicht verlassen hat. Dies führt dazu, dass der einzige Widerstandsbeitrag zum Schalten das Verschwinden der Domänenwand ist und dem Domänenwandwiderstand von $0,18\ \Omega$ entspricht. Wird die Stromstärke reduziert, so wird ein stärkeres Feld zum Depinnen benötigt. Je mehr Feld benötigt wird, desto weiter hat sich die keilförmige Domäne im Draht ausgebreitet und desto mehr trägt sie zum Widerstandssprung bei. Diese annähernd lineare Ausbreitung mit dem externen Feld erklärt den in Abb. 2.15 beobachteten linearen Anstieg der Sprunghöhe.

2.3.5 Temperaturabhängigkeit der STT-Effizienz

Nachdem gezeigt werden konnte, dass das zuvor mit Spin-Torque-assoziierte Schalten auf das stromunterstützte Depinnen der Domänenwand zurückgeführt werden kann, sollen nun Aussagen über die Temperaturabhängigkeit des Spin-Torque gemacht werden. In Abb. 2.17 sind für das spin-torque-unterstützte Schalten aus Abb. 2.12 und 2.13 die Projektionen der kritischen Felder auf den schaltenden Arm gegen die Stromdichte aufgetragen. Die Messungen aus Abb. 2.12 für einen Feldwinkel von 5° sind rot/orange, während die Messungen aus Abb. 2.13 für 7° hellblau/dunkelblau dargestellt sind. Die Form der Datenpunkte ist dabei dreieckig/rund für Konfiguration A/B, welche die beiden unterschiedlichen Ausrichtungen der Magnetisierung im nicht schaltenden Schenkel darstellen.

Die Messungen für 5° und 7° zeigen jeweils eine lineare Abhängigkeit des Feldes von der Stromdichte. Obwohl die unterschiedlichen Winkel durch die Projektion des Feldes auf den schaltenden Drahtarm berücksichtigt wurden, treten unterschiedliche Steigungen für die verschiedenen Winkel auf. Die Steigungen der angepassten Geraden entsprechen der sog. Spin-Torque-Effizienz ϵ [142, 143]. Insbesondere für das Experiment bei 7° ist deutlich eine lineare Abhängigkeit und damit eine konstante Spin-Torque-Effizienz zu erkennen. Lediglich die offenen Symbole der 7° -Messung weichen ab und liegen in der Nähe der Datenpunkte der 5° -Messung.

Da das für den Schaltprozess verantwortliche Depinnen in der Mitte des Drahtes stattfindet, wo mithilfe der Messung aus Abb. 2.11 die Temperatur bestimmt wurde, kann eine Temperaturskala für die obere Ordinate eingeführt werden. Obwohl das Experiment nicht direkt Temperatur und Stromvariation separiert, kann anhand von Symmetrieargumenten (siehe Appendix in [23]) gezeigt werden, dass eine Temperaturabhängigkeit von ϵ nur zu einem quadratischen Verhalten (plus eine Konstante) in j führen kann. Da ein solches Verhalten nicht beobachtet wird, kann gefolgert werden, dass die Spin-Torque-Effizienz ϵ für den hier abgedeckten Temperaturbereich der Messung von 77 bis 327 K konstant ist.

Der geringe Unterschied der beiden Steigungen für die jeweiligen magnetischen Konfigurationen A und B kann nicht auf ein Oersted-Feld zurück geführt werden, da sich in diesem Fall die Aufspaltung der Geraden mit zunehmendem Strom verstärken

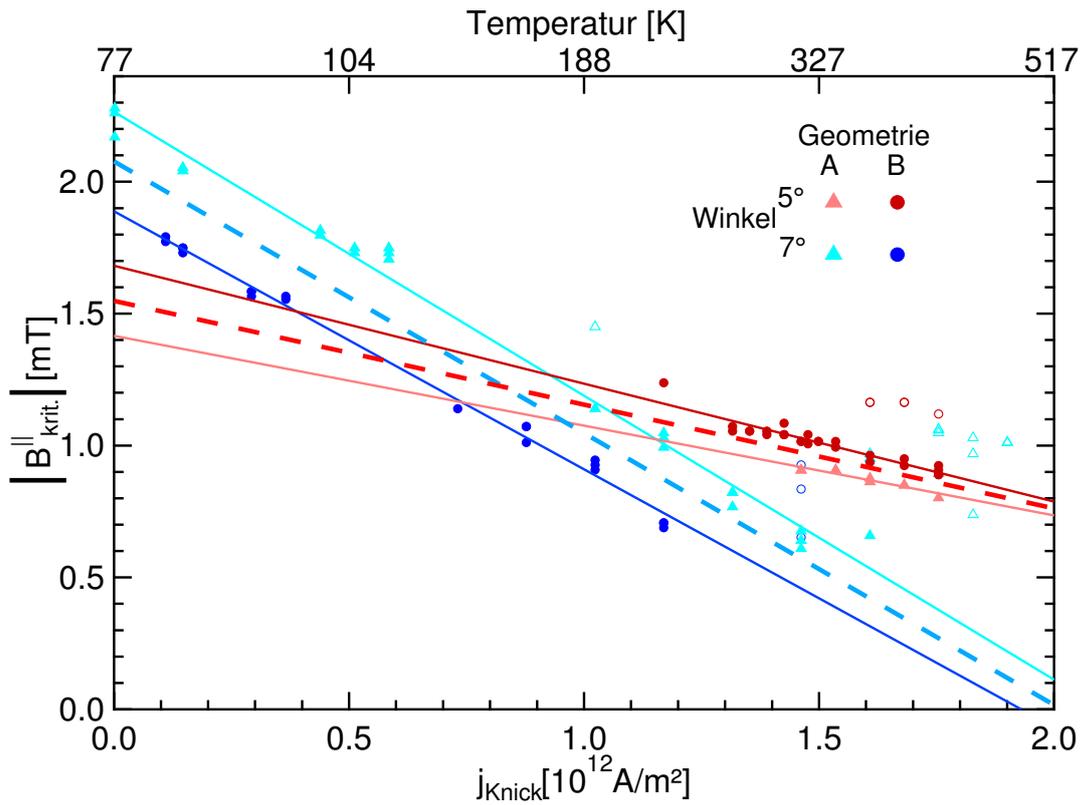


Abbildung 2.17: Projektion des kritischen Schaltfeldes für spin-torque-unterstütztes Schalten gegen die eingeprägte Stromdichte. Die Messungen aus Abb. 2.12 bei einem Winkel von 5° sind durch rote, diejenigen aus Abb. 2.13 bei 7° durch blaue Symbole gekennzeichnet. Die unterschiedlichen Einstellungen der Magnetisierung des konstanten Arms sind durch Dreiecke bzw. Kreise kenntlich gemacht. Offene Symbole stehen für die Messwerte, die bei hohen Stromdichten vom linearen Verhalten abweichen.

müsste und das Gegenteil der Fall ist.

Die linearen Anpassungen für die Messungen bei 7° geben Spin-Torque-Effizienzen von $\epsilon = (1,07 \pm 0,02) \times 10^{-15} \frac{\text{Tm}^2}{\text{A}} / (0,98 \pm 0,02) \times 10^{-15} \frac{\text{Tm}^2}{\text{A}}$. Der durchschnittliche Wert (gestrichelte Linie) ergibt $\epsilon = (1,03 \pm 0,02) \times 10^{-15} \frac{\text{Tm}^2}{\text{A}}$. Für die 5° Messung ergibt sich hingegen ein Mittelwert von $\epsilon = (0,4 \pm 0,05) \times 10^{-15} \frac{\text{Tm}^2}{\text{A}}$. Ein Grund für diese voneinander abweichenden Werte innerhalb derselben Probe kann eine unterschiedliche Mikrostruktur der Wand für die beiden verschiedenen Feldwinkel sein. Unter der Annahme, dass die *nicht* spin-torque-unterstützten Schaltpunkte bei Stromdichten um die $2 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ auf eine transversale Wand zurückzuführen sind ($\beta = \beta_{\text{SR}}$) und die spin-torque-unterstützten Schaltpunkte auf eine Vortex-Wand ($\beta = \beta_{\text{NA}} + \beta_{\text{SR}}$), wäre eine mögliche Ursache für die Abweichung der Spin-Torque-Effizienzen bei 5° und 7° eine unterschiedliche Mikrostruktur der Vortex-Wand.

Es müssen daher, wenn möglich, bei der Bestimmung von β auch die genauen mikromagnetischen Zustände in Betracht gezogen werden. Diese Sensitivität auf die exakte Mikrostruktur trägt wahrscheinlich neben dem unterschiedlichen β für Vortexwände und transversale Wände vor allem bei Experimenten mit Nanodrähten zu der großen Streuung der in der Literatur gefundenen Werten für die Nichtadiabazität β bei (siehe z. B. Refs.[70, 71, 143–145]).

Auch wenn der hier gefundene Wert von ϵ von der magnetischen Mikrostruktur beeinflusst wird, konnte gezeigt werden, dass er keine Temperaturabhängigkeit im betrachteten Bereich von 77 bis 327 K aufweist. Dieses Ergebnis widerspricht einer früheren Publikation [66] in denen ein 25%-iger Anstieg der kritischen Stromdichte zwischen 100 und 170 K für das Depinnen ohne Feld festgestellt und mit einer Absenkung der Spin-Torque-Effizienz begründet wurde.

2.4 Zusammenfassung und Ausblick

Es wurde das Depinnen von Domänenwänden in geknickten Permalloy-Nanodrähten unter hohen Gleichstromdichten von bis zu $2 \times 10^{12} \text{ A/m}^2$ untersucht. Um solch hohe Stromdichten zu ermöglichen, wurde ein Diamantsubstrat genutzt, das an ein Kältebad aus flüssigem Stickstoff angekoppelt ist. Der V-förmige Draht besitzt einen Öffnungswinkel von 170° und ist im Knick 350 nm breit. Die beiden Drahtarme werden nach außen hin breiter bis zu einer maximalen Breite von einem Mikrometer. Der Draht besitzt eine Gesamtlänge von $30 \mu\text{m}$, wobei sich jeweils die äußeren $5 \mu\text{m}$ auf einem Platin-Kontaktpad befinden, sodass in diesem Bereich der Draht durch das Kontaktpad kurzgeschlossen ist.

Innerhalb der Drahtarme ist die Magnetisierung parallel zu den Kanten ausgerichtet, um magnetische Pole zu vermeiden. In der Mitte des Drahtes am Knick liegt eine Domänenwand vor, wenn die Magnetisierung der beiden Drahtarme antiparallel orientiert ist. Wird eine MR-Hysterese mit einem Feld senkrecht zu einem der beiden Drahtarme aufgenommen, so bleibt die Magnetisierung dieses Armes im Nullfeld unverändert. Die Magnetisierung des anderen Arms ändert ihre Ausrichtung, was mit dem Vernichten und Nukleieren einer Domänenwand in der Drahtmitte verbunden ist und sich innerhalb der Messung durch einen Widerstandssprungs in der MR-Kurve bemerkbar macht. Die Eigenschaften der gemessenen MR-Kurven können

sehr gut anhand mikromagnetischer Simulationen erklärt werden.

Die Schaltfelder zeigen eine linear abnehmende Temperaturabhängigkeit. Diese Abnahme ist auf die thermische Anregung der Magnetisierung zurückzuführen, die dabei hilft, Potentialbarrieren bei geringeren Feldern zu überwinden. Die Kenntnis der Temperaturabhängigkeit erlaubt es, bei den folgenden Messungen mit variabler Stromdichte die Temperatur innerhalb des Knicks zu bestimmen.

Die Abhängigkeit der Schaltfelder von der Stromdichte zeigt mehrere Auffälligkeiten. Aufgrund ihrer Symmetrie lassen sich die Einflüsse von Temperatur, Oersted-Feld und Spin-Torque unterscheiden. Letzterer führt bei hohen Stromdichten zu einer drastischen Abnahme des Schaltfeldes beim Vernichten der Domänenwand.

Eine zweite Messung bei welcher der Winkel des Feldes geringfügig um 2° variiert wurde, sodass es nicht mehr exakt senkrecht auf einem Drahtarm steht, zeigt die selben zuvor beobachteten Eigenschaften. Jedoch findet das Spin-Torque unterstützte Schalten schon bei weit geringeren Stromdichten statt. Eine Analyse der Höhe der Widerstandssprünge ergibt, dass es sich dabei eindeutig um das Depinnen der Domänenwand aus der Drahtmitte und damit um Spin-Torque-unterstütztes Schalten handeln muss.

Es zeigt sich, dass die Spin-Torque-Effizienz im Temperaturbereich von 77 bis 327 K unabhängig von der Temperatur ist. Ein Vergleich der Spin-Torque-Effizienzen für die beiden unterschiedlichen Winkel des Magnetfeldes zeigt unter Berücksichtigung der jeweiligen Projektion auf den schaltenden Draht, dass sich diese unterscheiden. Eine mögliche Erklärung ist, dass nicht nur die Art der Domänenwand aufgrund einer unterschiedlichen Nichtadiabazität die Spin-Torque-Effizienz beeinflusst, sondern auch ein Abweichen der Mikrostruktur zweier Wände des selben Typs.

3 Feldabhängige magnetische Zustände in Permalloy-Rechtecken und deren magnetostatische Wechselwirkung

Durch eine stetige Verbesserung der Präparationsmethoden hat die Herstellung von Nanostrukturen große Fortschritte gemacht, sodass sie heute ein großes interdisziplinäres Forschungsgebiet darstellt. Speziell magnetische Nanostrukturen haben ein breites Einsatzgebiet. So werden sie in der Medizin bei der Tumorbehandlung [146, 147], zur zielgenauen Abgabe von Wirkstoffen [148, 149] oder als Kontrastmittel bei bildgebenden Verfahren wie der Magnetresonanztomographie [150–152] oder dem Magnetic Particle Imaging (MPI) [153–156] eingesetzt.

Ein weiteres mögliches Einsatzgebiet ist die Informationstechnologie. Um die Speicherdichte von Festplatten weiter zu erhöhen, wird der Einsatz von sog. bit patterned media (BPM) erwogen [157, 158]. Dabei bestehen einzelne Bits nicht mehr aus einer Vielzahl von Kristalliten eines magnetischen Films, sondern aus regelmäßig angeordneten Nanostrukturen, die jeweils ein Bit kodieren. Auch wurde ein Einsatz von magnetischen Nanostrukturen in Logik-Schaltungen vorgeschlagen, der eine energieeffiziente und schnelle Informationsverarbeitung möglich machen könnte [16, 20].

Für solche Anwendungen ist oftmals nicht nur die Kenntnis des entsprechenden Remanenzzustandes wichtig, sondern auch die Reaktion der magnetischen Nanostrukturen auf externe Felder. Aufgrund der geringen Größe der Strukturen können Abweichungen beim Präparationsprozess, wie z.B. eine geringe Größenvariation oder unkontrollierte Kantenrauigkeit [159–161], einen entscheidenden Einfluss auf das Verhalten der Strukturen haben. Aus diesem Grund sind integrative Methoden [162–172], die vor allem bei Untersuchungen der Wechselwirkung von Strukturen [173–175] zum Einsatz kommen, nur bedingt zur Charakterisierung geeignet, da ein individuell unterschiedliches Verhalten der Strukturen im Mittel verschwindet.

Im Gegensatz dazu lassen Methoden, die einzelne Nanostrukturen untersuchen [176–181] eindeutige Rückschlüsse auf das magnetische Verhalten der Strukturen zu und erlauben es damit auch, herstellungsbedingte Unterschiede zu quantifizieren. Dies ist besonders bei den in dieser Arbeit untersuchten Rechtecken mit einem Seitenverhältnis von 2:1 relevant, die eine Vielzahl von unterschiedlichen Remanenzzuständen aufweisen können [182].

In diesem Kapitel soll zunächst das magnetische Verhalten einzelner Permalloy-Rechtecke untersucht werden, bevor der Einfluss der gegenseitigen Wechselwirkung betrachtet wird. Dazu werden magnetische Rechtecke mit Abmessungen von $1000 \times 500 \times 20 \text{ nm}^3$ mittels fokussierten Ionenstrahlen (engl. **F**ocused **I**on **B**eam) in ein

Permalloy-Filmsystem strukturiert. Die magnetische Charakterisierung der Rechtecke erfolgt mittels SEMPA- und Magnetotransport-Untersuchungen. In Kapitel 3.1 werden zunächst die Instrumentierung und die Grundlagen bzgl. der Herstellung und des magnetischen Verhaltens der Rechtecke beschrieben. Anschließend werden in Kapitel 3.2 die Untersuchungsergebnisse an einzelnen Permalloy-Rechtecken vorgestellt. Es steht dabei die Abhängigkeit der Remanenzzustände vom Winkel des externen Feldes im Vordergrund sowie das Identifizieren der Remanenzzustände mittels MR-Messungen. In Kapitel 3.3 wird abschließend der Einfluss der magnetostatischen Wechselwirkung auf die Rechtecke diskutiert, bevor in Kapitel 3.4 eine Zusammenfassung der Ergebnisse und ein Ausblick gegeben wird.

3.1 Grundlagen

In diesem Kapitel sollen die verwendeten experimentellen Methoden, sowie Grundlegendes über die Remanenzzustände in Permalloy-Rechtecken aufgezeigt werden. In Kapitel 3.1.1 wird zunächst die UHV-Dual-Beam-Anlage vorgestellt, in der die Permalloy-Rechtecke strukturiert werden. Der darin enthaltene *in situ*-MR-Messplatz ist Thema von Kapitel 3.1.2. Anschließend wird in Kapitel 3.1.3 das verwendete Filmsystem präsentiert und die Fabrikation von Mikrostromkreisen erklärt, welche Magnetotransportmessungen an einzelnen Nano-Rechtecken erlauben. In Kapitel 3.1.4 werden die möglichen Remanenzzustände in Permalloy-Rechtecken diskutiert, bevor in Kap. 3.1.5 schließlich die MR-Signatur eines Landau-Zustands bei einer Feldschleife parallel zur harten Achse (kurze Rechteckseite) vorgestellt wird.

3.1.1 UHV-Dual-Beam-Anlage

Bei der UHV-Dual-Beam-Anlage handelt es sich um eine **Ultra**hochvakuum(UHV)-Kammer, die sowohl mit einer FIB- als auch einer SEM-Säule ausgestattet ist (siehe Abb. 3.1). Der typische Arbeitsdruck in der Kammer beträgt 5×10^{-10} mbar. Die FIB-Säule¹ ist vertikal angebracht, sodass die Ionen senkrecht auf die i.d.R. horizontal montierte Probe treffen. Das Elektronenmikroskop² ist unter einem Winkel von 58° dazu montiert. Beide Säulen besitzen einen gemeinsamen Arbeitspunkt in der Mitte der Kammer. Dies ermöglicht das Herstellen von Nanostrukturen durch selektives Ionen-Ätzen und das gleichzeitige Überwachen des Prozesses mithilfe des Elektronenmikroskops.

Die FIB-Säule verwendet eine sog. Flüssigmetall-Ionenquelle (engl. **Liquid Metal Ion Source**). Dabei handelt es sich um den am weitesten verbreiteten Quellentyp, der aus einer mit flüssigem Gallium benetzten Wolframnadel besteht [184]. Die Oberflächenspannung des Galliums in Kombination mit einem angelegten elektrischen Feld führen an der Spitze der Wolframnadel zur Ausbildung eines sehr schmalen Kegels mit einem Spitzenradius im nm-Bereich (dem sog. Taylor-Kegel [185]). Die hohe Feldstärke an der Spitze bewirkt dann Feldemission von Galliumionen.

¹CANION 31-Plus UHV, Orsay Physics

²JAMP 30, JEOL Ltd.

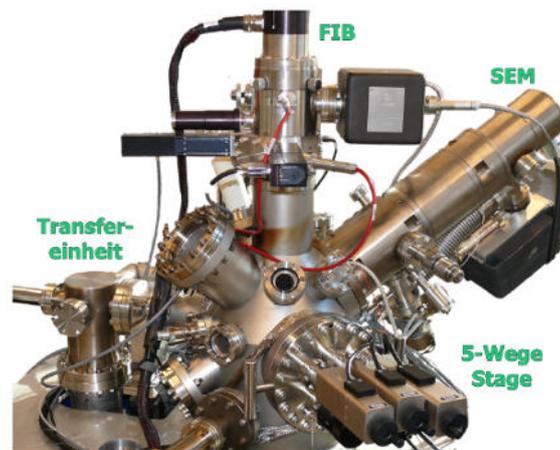


Abbildung 3.1: Aussenansicht der FIB-Dual-Beam-Anlage. Die senkrecht montierte FIB-Säule ermöglicht das Herstellen von Nanostrukturen bei gleichzeitiger Prozesskontrolle durch das Elektronenmikroskop. Aus [183].

Nach anschließendem Beschleunigen und Fokussieren mittels elektrostatischer Linsen besitzt der Galliumionenstrahl auf der Probe eine mittlere Breite (FWHM) von ca. 10 nm [186]. Treffen die Ga^+ -Ionen mit der verwendeten Energie von 30 keV auf die Probe, so wird die kinetische Energie der Ionen durch eine Vielzahl an Stößen mit Atomen des Festkörpers abgegeben. Dabei kommt es vor, dass der Energieübertrag an ein Probenatom ausreicht, sodass es den Festkörper verlassen kann. Es tritt daher ein lokaler Materialabtrag auf, der zum Strukturieren der Probe genutzt werden kann. Weitere Effekte des Ionenbeschusses sind die Emission von Elektronen, Rückstreuung und Implantation von Ga^+ -Ionen, Ausbildung von Gitterdefekten sowie das Erhitzen der Probe durch Anregung von Phononen [184]. Eine detailliertere Beschreibung der Funktionsweise der FIB findet sich in Refs.[187, 188].

3.1.2 In situ-Magnetowiderstandsmessplatz

Innerhalb der UHV-Dual-Beam-Anlage befindet sich ein *in situ*-MR-Messplatz [189], der es erlaubt, FIB-strukturierte Proben direkt mittels Magnetotransportmessungen zu charakterisieren. Dies ermöglicht ein schnelles Untersuchen magnetischer Strukturen ohne einen zeitaufwendigen Transfer aus der Kammer, der zusätzlich eine mögliche Kontamination der Proben an Luft beinhaltet. Abb. 3.2(a) zeigt ein Foto des Kammerinneren mit Probenhalter, Elektromagnet und Mikromanipulator, den drei Hauptbestandteilen des *in situ*-MR-Messplatzes. In Abb. 3.2(b) ist ein elektronenmikroskopisches Bild der Probe, sowie der Spitze des Mikromanipulators zu sehen. Das Joch des Elektromagneten, das am Randes des Bildes zu erkennen ist, besteht aus einem Eisen-Ferrit-Magneten in Form eines Torus. Er besitzt eine Aussparung von 6 mm Breite, in deren Mitte die Probe platziert werden kann. Ein mit Kapton ummantelter Kupferdraht mit ca. 250 Windungen bildet die Spule. Bei einem maximalen Spulenstrom von 2 A wird ein Feld von 30 mT am Probenort erzeugt. Der gesamte Magnet ist auf einer drehbaren Lineardurchführung montiert, sodass er zum Probenwechsel aus dem Zentrum der Kammer entfernt werden kann.

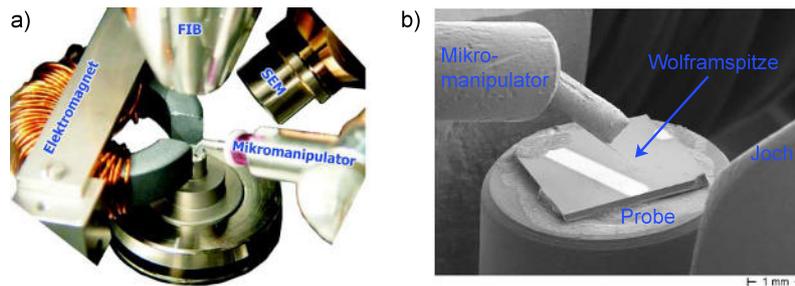


Abbildung 3.2: *in situ* MR-Messplatz in der UHV-Dual-Beam-Anlage. (a) Foto der zentralen Komponenten inkl. SEM und FIB. (b) SEM-Bild des Probenhalters und der Probe, sowie der am Mikromanipulator befestigten Wolframspitze. Das Joch des Elektromagneten ist am Bildrand zu erkennen. Aus [183].

Der Probenhalter besteht aus einem schmalen Zylinder, auf dem sich die Probe befindet. Der Zylinder lässt sich mithilfe einer 5-Achsen-Probenbühne³ in der Mitte des Jochs positionieren. Da die Bühne auch eine 360°-Rotation innerhalb der Probenebene ermöglicht, lässt sich der Winkel des Magnetfeldes zur Probe beliebig einstellen. Um den für Magnetotransportuntersuchungen benötigten Strom durch die Probe zu treiben steht ein Mikromanipulator⁴ zur Verfügung. An diesem befindet sich eine Wolframspitze, die mittels Piezo-Aktuatoren auf wenige Nanometer genau positioniert werden kann. Über eine elektrische Durchführung kann ein elektrisches Potential an der Wolframnadel angelegt werden. Die Probenbühne ist gegenüber der Kammer isoliert und kann über eine weitere Durchführung kontaktiert werden. Wird eine Potentialdifferenz an die beiden Durchführungen angelegt, so kann der Stromkreis durch einen Kontakt von Mikromanipulatorspitze und Probe geschlossen werden. Die Isolierung der Probenbühne gegenüber der Kammer hat den Vorteil, dass so keine an der Kammer anliegenden Störsignale in die Messung einkoppeln können.

Über Spannungsabgriffe außerhalb der Kammer kann der Spannungsabfall über der Probe und den Zuleitungen bestimmt werden, sodass sich deren Magnetowiderstand bei Kenntnis des Stromflusses berechnen lässt. Für die in dieser Arbeit gezeigten Messungen wurde eine Kombination aus Stromquelle⁵ und Nanovoltmeter⁶ der Firma Keithley verwendet.

3.1.3 Magnetisches Filmsystem und Herstellung von Mikroschaltkreisen

Im vorherigen Kapitel wurde gezeigt, wie sich unter Verwendung des *in situ*-MR-Messplatzes eine metallische Probe kontaktieren lässt und sich so MR-Untersuchungen an magnetischen Filmen und Proben durchführen lassen. Dieses Kapitel soll zeigen, wie sich mithilfe eines Mikrostromkreises ein einzelnes, isoliertes magnetisches Teilchen untersuchen lässt. Zur Herstellung des Mikrostromkreises werden elektrisch

³AP-81030, JEOL Ltd.

⁴MM3A-EM UHV, Kleindiek Nanotechnik GmbH

⁵Keithley Model 6221 AC and DC current source

⁶Keithley Model 2182A Nanovoltmeter

isolierende Bereiche benötigt, die den Stromfluss durch das zu untersuchende Teilchen lenken. Weiterhin muss in anderen Bereichen die langreichweitige magnetische Ordnung zerstört werden, um das zu untersuchende Teilchen vom Rest des Films zu entkoppeln. Damit eine elektrische Kontaktierung gewährleistet ist, müssen diese Bereiche jedoch elektrisch leitend sein.

Es wurde daher in dieser Arbeit ein Schichtsystem aus Chrom, Permalloy und Platin ($\text{Cr}_{10\text{nm}}/\text{Py}_{20\text{nm}}/\text{Pt}_{2,5\text{nm}}$) auf einem Si_3N_4 -Substrat verwendet, das bereits zuvor in Refs. [190, 191] zur Herstellung von Mikrostromkreisen genutzt wurde. Der verwendete Permalloy-Film wurde durch Elektronenstrahlverdampfen hergestellt und besitzt in der Ebene eine geringe Anisotropie von $K = 360 \text{ J/m}^3$. Dieser Wert ist um zwei Größenordnungen geringer als die uniaxiale Formanisotropie der Rechtecke und kann daher vernachlässigt werden [128]. Die 2,5 nm dünne Platinschicht dient als Schutzschicht, um das darunter liegende Permalloy vor Oxidation zu schützen. Das Herstellen von elektrisch isolierenden Bereichen lässt sich durch den kompletten Abtrag des Filmsystems erreichen. Die hierfür benötigte Dosis beträgt $25000 \mu\text{C/cm}^2$. Paramagnetische Bereiche, die noch eine hinreichend große elektrische Leitfähigkeit aufweisen, aber keine langreichweitige magnetische Ordnung, lassen sich durch Ionenbeschuss mit einer geringeren Dosis von $6000 \mu\text{C/cm}^2$ herstellen⁷. Dies ist möglich, da schon bei geringen Dosen eine Durchmischung der Permalloy- und Chromschicht aufgrund des Ionenbeschusses stattfindet, die den Ferromagnetismus zerstört [192]. Wie in Refs. [193–195] gezeigt wurde, reicht bereits ein Anteil von 8% Chrom in Permalloy aus, um die langreichweitige magnetische Ordnung zu unterbinden und eine paramagnetische Legierung zu bilden. Die mit dieser Ga^+ -Dosis beschossenen Bereiche zeigen weiterhin auch keine Widerstandsänderung in Abhängigkeit eines externen Feldes [183].

Mit Kenntnis der Ionendosen, die es ermöglichen, Bereiche elektrisch zu isolieren bzw. magnetisch zu entkoppeln, lassen sich Mikrostromkreise herstellen, mit deren Hilfe Magnetotransportmessungen an einzelnen isolierten magnetischen Strukturen vorgenommen werden können. Solche Mikrostromkreise mit jeweils einem Permalloy-Rechteck von $1000 \times 500 \times 20 \text{ nm}^3$ sind in Abb. 3.3(a) und (b) zu sehen. Schwarze Bereiche entsprechen dabei den Gebieten, in denen der Film komplett abgetragen wurde, und dunkelgraue Bereiche solche, die mit der paramagnetischen Dosis von $6000 \mu\text{C/cm}^2$ beschossen wurden. Das zu untersuchende Permalloy-Rechteck befindet sich unterhalb der Aussparung der großen jochförmigen, isolierenden Struktur. Es wird auf beiden Seiten durch 50 nm breite isolierende Linien begrenzt. Im Film rund um das Permalloy-Rechteck wurde die magnetische Ordnung durch Ionenbeschuss zerstört. Wird ein Strom in der Mitte der jochförmigen, isolierenden Struktur eingepreßt, so muss dieser durch das Rechteck in den Film fließen. Da der Bereich des Rechtecks die laterale stärkste Beschränkung des Stromflusses darstellt, trägt dieser den größten Teil zum Widerstand des Stromkreises bei. Das Feld wird entweder parallel zur kurzen Seite des Rechtecks oder unter einem geringen Winkel α dazu angelegt.

In Abb. 3.3(b) sind eine Reihe von Mikrostromkreisen und die zur Kontaktierung genutzte Wolframspitze zu sehen. Die Spitze befindet sich dabei unmittelbar (ca.

⁷In vorangegangenen Arbeiten [190, 191] wurde diese Dosis durch MR-Messungen an Mikrodrähten, die einem unterschiedlich starken Ga^+ -Beschuss ausgesetzt waren, bestimmt.

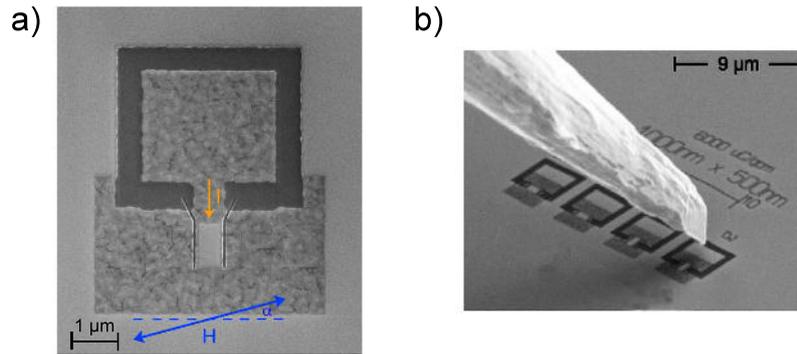


Abbildung 3.3: a) SEM-Bild eines Mikrostromkreises, der MR-Messungen an einem einzelnen Permalloy-Rechteck erlaubt. Komplette isolierende Bereiche sind schwarz, während Bereiche ohne magnetische Ordnung schwarz-grau erscheinen. Der Strom I wird durch die isolierenden Linien auf das Rechteck beschränkt. Das externe Magnetfeld ist in dieser Arbeit entweder parallel zur harten Achse oder unter einem geringen Winkel α zu dieser orientiert. b) Zur Kontaktierung genutzte Wolframspitze über vier Mikrostromkreisen. Aus [183].

$1\ \mu\text{m}$) über dem rechten Mikrostromkreis, was an einem leichten Schattenwurf zu erkennen ist.

3.1.4 Remanenzzustände in Permalloy-Rechtecken

Dieses Kapitel soll einen kurzen Überblick über die möglichen Remanenzzustände der untersuchten Permalloy-Rechtecke mit einer Kantenlänge von $1000 \times 500 \times 20\ \text{nm}^3$ geben. Das Aspektverhältnis der Rechteckseiten von 2:1 und die Höhe von 20 nm entspricht den Parametern des häufig sowohl theoretisch als auch experimentell untersuchten Standardproblems Nr. 1 [196]. Dieses wurde vom National Institute of Standards and Technology (NIST) definiert, um die Vergleichbarkeit mikromagnetischer Codes zu testen. Experimentelle und theoretische Arbeiten zu Rechtecken mit größeren Abmessungen lassen sich in Refs. [197–202] finden. Die Remanenzzustände stellen lokale Energieminima der Gesamtenergie

$$E_{\text{Ges}} = E_{\text{Austausch}} + E_{\text{Zeeman}} + E_{\text{Streifeld}} + E_{\text{MKA}} \quad (3.1)$$

dar. Da im feldfreien Fall die Zeeman-Energie verschwindet und Permalloy keine signifikante magnetokristalline Anisotropie besitzt, werden die Remanenzzustände nur durch das Wechselspiel von Austauschenergie und Streufeldenergie bestimmt.

Die möglichen Zustände sind in Abb. 3.4 gezeigt und lassen sich in zwei Kategorien unterteilen. Dies sind zum einen die hochremanenten Zustände wie der C-, S-, oder Blumen-Zustand (eng. flower state) und zum anderen die flussgeschlossenen Zustände (eng. flux-closure-states) wie Landau-, Diamant- oder Cross-tie-Zustand. Zustände aus der ersten Gruppe besitzen ein großes magnetisches Dipolmoment, sodass die Streufeldenergie den Großteil der Gesamtenergie ausmacht (92% für den C-/S-Zustand, 81% für den Blumen-Zustand).

Die flussgeschlossenen Zustände versuchen das Ausbilden von Ladungen an den Rändern zu vermeiden, indem die Magnetisierung möglichst parallel zu den Kanten

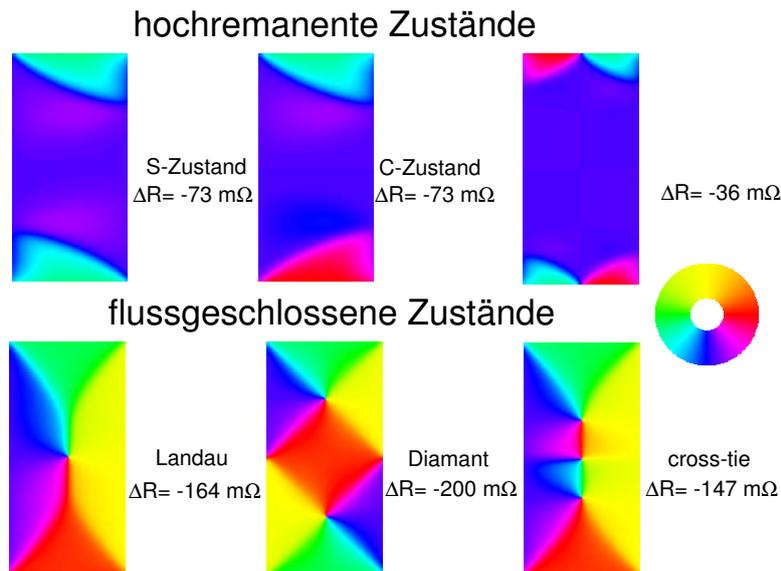


Abbildung 3.4: Übersicht der möglichen Grundzustände von $1000 \times 500 \times 20 \text{ nm}^3$ Permalloy-Rechtecken. Die angegebenen Widerstandsdifferenzen beziehen sich auf den Widerstand eines vollständig entlang der langen Achse aufmagnetisierten Rechtecks und wurden aus OOMMF-Simulationen berechnet. Ein komplett in harter Richtung aufmagnetisiertes Rechteck besitzt eine Widerstandsdifferenz von $\Delta R = -390 \text{ m}\Omega$.

ausgerichtet ist. Um dies zu erreichen, kommt es zur Bildung von Domänenwänden, sodass die Austauschenergie einen größeren Teil der Gesamtenergie ausmacht, als bei den hochremanenten Zuständen. So beträgt beim Landau(Diamant)-Zustand der Anteil der Streufeldenergie an der Gesamtenergie nur noch 62% (43%).

Die verschiedenen Remanenzzustände unterscheiden sich aufgrund ihrer unterschiedlichen Mikrostruktur und des AMRs (siehe Kapitel 2.1.5) geringfügig im Widerstand. Mithilfe des in Kap. 2.3.1 beschriebenen Verfahrens zur Widerstandsberechnung von simulierten Magnetisierungskonfigurationen lässt sich die Widerstandsdifferenz zwischen unterschiedlichen Zuständen bestimmen. Für den verwendeten Film beträgt die Änderung des spezifischen Widerstands aufgrund des AMRs $\Delta\rho_{\text{AMR}} = (0,39 \pm 0,02) \mu\Omega\text{cm}$ [128]. Da sich die Änderung des spezifischen Widerstands durch den AMR im Bereich einiger weniger Prozent abspielt, kann die Stromdichte im Rechteck als homogen angenommen werden.

Die in Abb. 3.4 angegebenen Widerstandsunterschiede ΔR geben die Widerstandsdifferenz der Zustände zu einem komplett entlang der langen Achse aufmagnetisierten Rechteck an. Die daraus ableitbare Widerstandsdifferenz zweier Zustände hilft später bei der Identifizierung der verschiedenen Remanenzzustände in MR-Messungen. Für die in dieser Arbeit verwendeten Rechtecke mit einer Querschnittsfläche von $A = 500 \times 20 \text{ nm}^2$ und einer Länge von $l = 1000 \text{ nm}$ ergibt sich die maximale Widerstandsdifferenz zwischen einer Sättigung parallel und senkrecht zum Strom aufgrund des AMRs zu

$$\Delta R_{\text{AMR,max}} = \Delta\rho_{\text{AMR}} \cdot \frac{l}{A} = (0,39 \pm 0,04) \Omega. \quad (3.2)$$

3.1.4.1 Hochremanente Zustände

Die hochremanenten Zustände besitzen alle eine große Hauptdomäne, die parallel zur langen Rechteckseite orientiert ist. Würde sich diese Domäne bis zum Rande des Rechtecks erstrecken, so wäre dort, wo die Magnetisierung senkrecht auf den Rand der Struktur trifft, eine starke Polbildung die Folge. Um die damit verbundene Streufeldenergie zu reduzieren, kommt es zu einer Ausbildung von Abschlusskappen auf Kosten von Austauschenergie. Auch wenn diese Abschlusskappen teilweise als Abschlussdomänen bezeichnet werden, sollen der C- und S-Zustand als eindomänige Zustände bezeichnet werden, da der Zustand durch die große Hauptdomäne dominiert wird.

In den Abschlusskappen besitzt die Magnetisierung eine Komponente parallel zur kurzen Kante. S- und C-Zustand unterscheiden sich nur in der parallelen bzw. antiparallelen Ausrichtung der Magnetisierung dieser Abschlussdomänen zueinander. Der Name des entsprechenden Zustands ergibt sich aus der Aneinanderreihung der Magnetisierungsvektoren der drei Domänen, welche entweder die Form eines „S“ oder „C“ haben. Beide Zustände sind energetisch quasi entartet. Der C-Zustand ist energetisch minimal günstiger (10 J/m^3). Dies lässt sich durch die an der langen Rechteckseite entstehenden Ladungen erklären. Jede Kappe führt zu einem schwachen Dipol, der parallel zur kurzen Rechteckseite ausgerichtet ist. Im Falle des C-Zustandes sind diese Dipole antiparallel orientiert, sodass sie jeweils parallel zum Streufeld des anderen ausgerichtet sind. Beim S-Zustand ist die Ausrichtung parallel, sodass sie jeweils antiparallel zum Streufeld des anderen Dipols orientiert sind. Diese unterschiedliche Ausrichtung führt zu einem Energieunterschied, sodass der C-Zustand energetisch geringfügig günstiger als der S-Zustand ist.

Die dritte Variante zur Anordnung der Abschlussdomänen stellt der Blumen-Zustand dar. Hier sind die Abschlusskappen je in zwei entgegengesetzte Domänen aufgespalten. Dieser wird für die in dieser Arbeit verwendete Elementgröße von $1000 \times 500 \times 20 \text{ nm}^3$ als nicht mehr stabil gegenüber dem C- bzw. S-Zustand angesehen⁸ [182].

3.1.4.2 Flussgeschlossene Zustände

Die flussgeschlossenen Zustände zeichnen sich dadurch aus, dass sie starke Oberflächenladungen vermeiden und die damit verbundene Streufeldenergie durch einen Multi-Domänenzustand minimieren. Der klassische Landau-Zustand besteht aus zwei antiparallel orientierten Hauptdomänen und zwei ebenfalls antiparallel orientierten Abschlussdomänen. Er lässt sich z.B. auf einfache Weise mit der Van den Berg-Methode generieren [203–205], mit der sich flussgeschlossene Zustände konstruieren lassen. Die Magnetisierung in allen Domänen verläuft danach parallel zu den Kanten des Rechtecks und kann entweder einen Drehsinn im Uhrzeigersinn oder gegen den Uhrzeigersinn (eng. **ClockWise** oder **Counter ClockWise**) aufweisen.

Während nach der klassischen Van den Berg-Konstruktion die Hauptdomänen als parallel zu den langen Rechteckseiten angenommen werden, zeigen Rave und Hubert

⁸Der Grund hierfür ist vermutlich das Verschwinden der Energiebarriere zwischen dem Blumen-Zustand und dem C-/S-Zustand. Siehe hierzu die Betrachtung der Energiebarriere zwischen den aufmagnetisierten Zuständen in Kap. 3.2.1.

anhand von mikromagnetischen Simulationen, dass diese in zwei Unterdomänen aufspalten [182]. Dies führt zu einer Minimierung der Energie der zentralen Néel-Wand, welche vom Wandwinkel abhängig ist. Im Falle von $1000 \times 500 \times 20 \text{ nm}^3$ -Rechtecken beträgt die mittlere Aufspaltung der Hauptdomäne nach Simulationen 20° [206]. Dies entspricht einer mittleren Abweichung der beiden Unterdomänen von je 10° von der langen Rechteckseite. Innerhalb der Unterdomänen ist die Abweichung am größten nahe der Néel-Wand und am geringsten in der Nähe der Kante des Rechtecks. Auf diese Weise wird sowohl die Energie der Domänenwand als auch die mit Oberflächenladungen verbundene Energie auf Kosten eines zusätzlichen Beitrags für Volumenladungen reduziert.

Eine Analyse der Winkelverteilung realer $2000 \times 1000 \times 20 \text{ nm}^3$ großer Rechtecke anhand von SEMPA-Aufnahmen ergibt bei Hankemeier et al. eine größere Aufspaltung als berechnet [207]. Sie beträgt 35° gegenüber den in Simulationen gefundenen 20° . Diese Diskrepanz zwischen Simulation und Experiment wurde zuerst auf die nicht perfekten Kanten der Rechtecke im Experiment zurückgeführt. Die durch den Herstellungsprozess bedingten schrägen Kanten eines realen Rechtecks sorgen dafür, dass der Winkel zwischen Magnetisierung und Oberflächennormale geringer ist, als bei einer perfekt senkrechten Kante. Die damit verbundenen, weniger ausgeprägten Oberflächenladungen üben ein geringeres Drehmoment auf die Magnetisierung der Unterdomäne aus, sodass diese durch das Drehmoment der Wand weiter von der langen Rechteckachse ausgelenkt werden [207]. Eine weitere wahrscheinliche Ursache kann das Vorhandensein einer geringen Eisenbedeckung zur Kontrastverstärkung des SEMPA sein, die in den Simulationen zunächst nicht berücksichtigt wurde [206]. Durch die Aufspaltung der Hauptdomänen gibt es in der Mitte der Struktur ein Gebiet, um das sich die Magnetisierung dreht, welches als magnetischer Wirbel oder Vortex bezeichnet wird. In einem perfekten Rechteck befindet sich der Vortex exakt im Zentrum der Struktur, da diese Position am energetisch günstigsten ist [182]. Um große Winkel zwischen den einzelnen Spins im Zentrum des Wirbels zu vermeiden, kippt die Magnetisierung aus der Rechteckebene, sodass sie im Zentrum des Vortex nur noch eine z -Komponente besitzt. Die Orientierung dieser z -Komponente wird als Polarität bezeichnet.

Der zweite Zustand mit geringem Streufeld ist der Diamant-Zustand. Er besteht aus zwei Wirbeln mit unterschiedlichem Drehsinn. Eine Aufspaltung der Domänen ähnlich des Landau-Zustands (wenn auch schwächer) wurde anhand von mikromagnetischen Simulationen vorhergesagt [208], jedoch noch nicht experimentell beobachtet. Der Diamant-Zustand zeichnet sich gegenüber dem Landau-Zustand durch ein noch geringeres Streufeld aus. Dafür besitzt der Zustand jedoch mehr Domänenwände, was eine höhere Austauschenergie zur Folge hat. Energetisch gesehen sind beide Zustände für die hier zumeist betrachtete Rechteckgröße von $1000 \times 500 \times 20 \text{ nm}^3$ quasi entartet. Der Landau-Zustand ist um 2 J/m^3 geringfügig günstiger als der Diamant-Zustand.

Der dritte flussgeschlossene Zustand ist der Cross-tie-Zustand. Wie der Diamant-Zustand besitzt der Cross-tie-Zustand zwei Vortizes, die jedoch den selben Drehsinn aufweisen. Dies führt dazu, dass sich zwischen den beiden Vortizes ein Antivortex bildet um die Energie der resultierenden 180° -Néel-Wand zu minimieren. Der Zustand ist nach den in dünnen magnetischen Filmen vorkommenden Cross-tie-Wänden (dt.

Stachelwänden) benannt [209–211]. Dabei handelt es sich um 180° Wände, die aus einer Abfolge von Vortizes und Antivortizes bestehen.

3.1.5 Magnetowiderstandskurven von Landau-Zuständen

Wird ein Feld parallel zur harten Achse eines Rechtecks angelegt, das einen Landau-Zustand enthält, so wird der Landau-Zustand deformiert, da die parallel zum Feld ausgerichtete Domäne wächst und die entgegengesetzt ausgerichtete schrumpft. Weiterhin kippt in den beiden senkrecht zum Feld orientierten Domänen die Magnetisierung in Richtung des externen Feldes. Kobs et al. konnten zeigen, dass sich aus der aufgrund des AMRs resultierenden Widerstandsänderung die Energiedifferenz zwischen Landau-Zustand und dem parallel zur harten Achse aufmagnetisierten Zustand berechnen lässt [191]. In der Publikation wird das gleiche Filmsystem und derselbe *in situ*-MR-Messplatz wie in dieser Arbeit genutzt.

Abbildung 3.5(a) zeigt eine solche $R(H)$ -Kurve eines Rechtecks mit einem Feld entlang der harten Achse (blaue/rote Kurve), das einen Landau-Zustand in Remanenz besitzt. Die bei allen Messung in diesem Kapitel verwendete Stromdichte beträgt maximal 3×10^{10} A/m² und wurde analog zu Ref. [191] in Form von Pulsen mit einem Arbeitszyklus von 10% appliziert, so dass keine signifikante Erwärmung des Rechtecks auftritt. Zusätzlich ist die aus OOMMF-Simulationen berechnete MR-Kurve eines Landau-Zustands geplottet (grüne Kurve). Die Simulation zeigt der Übersicht halber nur den reversiblen Bereich, in dem der Vortex nicht aus der Struktur getrieben wird. Zunächst soll die Widerstandsänderung für Felder von -27 mT bis 27 mT diskutiert werden (blaue Kurve). Die gezeigten mikromagnetischen Zustände stammen aus der Simulation aus Abb. 3.5(b), die auch den irreversiblen Übergang des Landau-Zustands in einen aufmagnetisierten Zustand beinhaltet.

Bei -27 mT liegt zunächst das maximale negative Feld an und das Rechteck ist größtenteils entlang der harten Achse aufmagnetisiert. Es gibt jedoch zwei Abschlussdomänen entlang der langen Kanten, in denen sich die magnetischen Momente entlang der Kanten des Rechtecks ausrichten, um das Streufeld zu reduzieren. Dieses Verhalten tritt auf, da das externe Feld zu schwach ist, sodass eine vollständig parallele Ausrichtung zum Feld kein Energieminimum darstellt. Die Abschlussdomänen sind in diesem Fall antiparallel angeordnet, sodass dieser Zustand dem C-Zustand im Nullfeld ähnelt. Wird das Feld reduziert, so steigt der Widerstand zunächst annähernd linear an. Dies wird durch das Schrumpfen der Hauptdomäne und dem damit verbundenen Wachstum der Abschlussdomänen verursacht. Letztere sind parallel zum Strom orientiert und besitzen damit einen höheren Widerstand als die Hauptdomäne. Bei -10 mT findet ein abrupter negativer Widerstandssprung statt. Dieser wird durch das Nukleieren eines Vortex ausgelöst. Während der vorherige Zustand bereits drei der vier Domänen des Landau-Zustands besaß, wird durch Nukleation des Vortex die vierte erzeugt. Bei negativen Feldern befindet sich der Vortex noch unterhalb der Rechteckmitte, da die obere Abschlussdomäne aufgrund der parallelen Orientierung zum Feld energetisch bevorzugt wird. Um 0 mT sind obere und untere Domäne gleich groß und der Vortex befindet sich in der Mitte des Rechtecks.

Mit zunehmendem positivem Feld wird der Vortex durch die wachsende untere

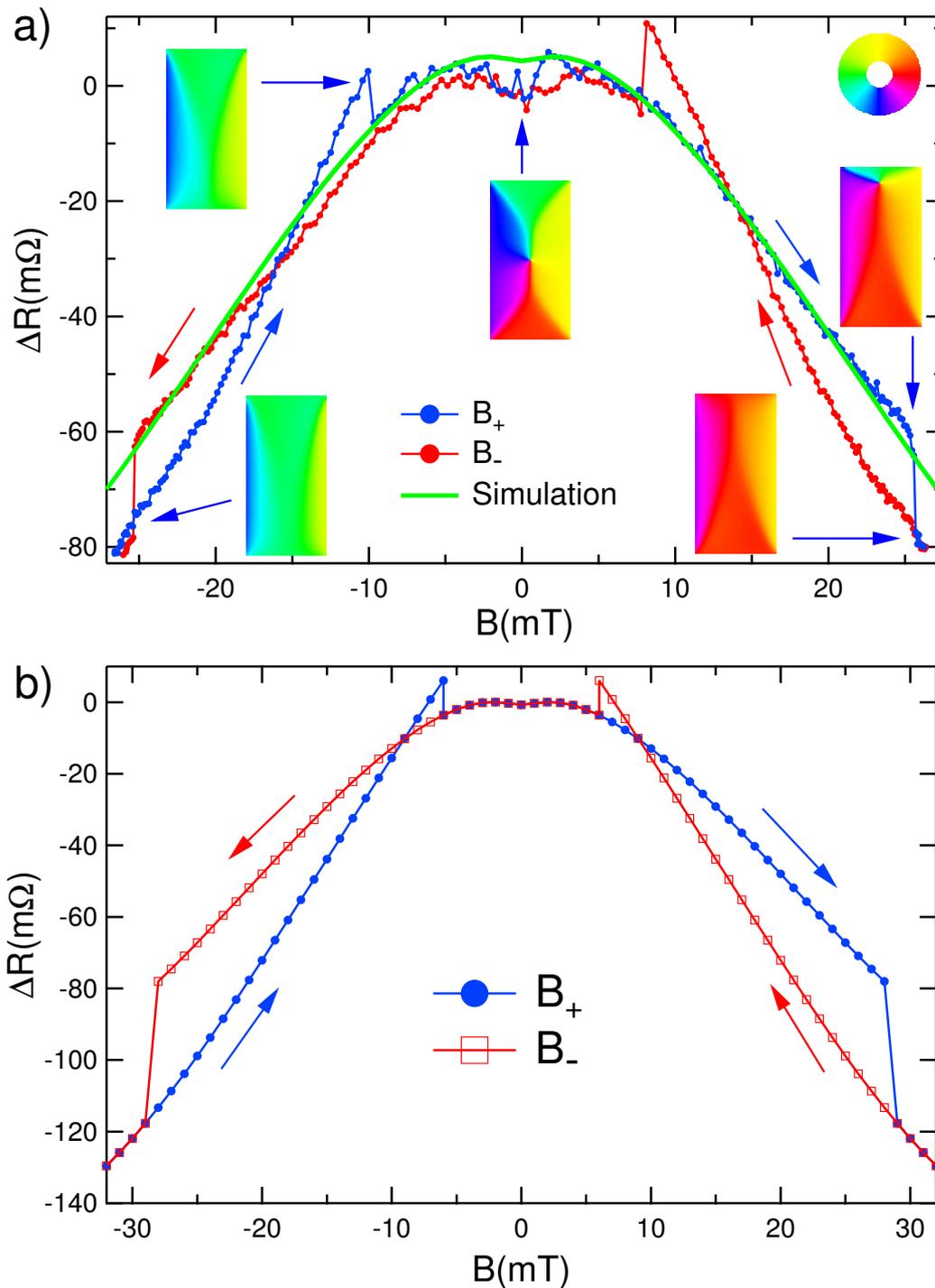


Abbildung 3.5: (a) $\Delta R = R(H) - R_0$ für ein Feld entlang der harten Achse (blau für zunehmendes und rot für abnehmendes Feld). Die zugehörige magnetische Mikrostruktur für die markierten Punkte der blauen Kurve ist jeweils als Inset dargestellt. (b) Aus Simulationsdaten berechnete MR-Kurve inkl. Heraustreiben des Vortex. Der dabei auftretende Widerstandssprung ist größer und findet bei höheren Feldern statt. Der negative Widerstandssprung bei 6 mT, der mit der Nukleation des Vortex verbunden ist, wurde manuell durch Einsäen des Landau-Zustands herbeigeführt, da dieser in der Simulation ohne thermische Fluktuationen nicht auftritt. Qualitativ stimmt die simulierte MR-Kurve sehr gut mit der gemessenen aus (a) überein.

Domäne nach oben ausgelenkt, bis er schließlich bei 26 mT aus dem Rechteck getrieben wird. Dies geht mit einem negativen Widerstandssprung einher, da der Anteil der Momente senkrecht zum Strom zunimmt. Die entstandene Konfiguration lässt sich durch eine Punktspiegelung um die Mitte des Rechtecks in die Anfangskonfiguration bei -27 mT überführen und ähnelt wieder einem C-Zustand. Die Kurve für abnehmendes Feld zwischen 27 mT und -27 mT (rot) ist weitestgehend identisch mit dem zuvor betrachteten Widerstandsverlauf zwischen -27 mT und 27 mT und wird deshalb nicht noch einmal gesondert betrachtet.

Es zeigt sich, dass der simulierte AMR-Verlauf (nur reversible Bewegung des Vortex im Feld, grüne Kurve in Abb. 3.5(a)) die gemessene MR-Kurve für den Bereich, in dem ein Landau-Zustand vorliegt, sehr gut widerspiegelt. Das Heraustreiben des Vortex findet jedoch in der Simulation bei höheren Feldern statt, was auf das Fehlen von thermischer Anregung zurückzuführen ist. Abb. 3.5(b) zeigt die komplette aus der Simulation berechnete AMR-Hysterese (beachte die andere Achsenskalierung als in (a)). Qualitativ beschreibt sie die gemessene Kurvenform sehr gut. Es fällt jedoch auf, dass der Sprung beim Heraustreiben des Vortex um gut 20 mΩ größer ausfällt, als in der Messung. Eine mögliche Ursache hierfür wäre, dass der Vortex zwar das Rechteck verlassen hat, der entstandene aufmagnetisierte Zustand jedoch nicht exakt dem aus der Simulation entspricht. Die Widerstandssprünge um ±10 mT treten in der Simulation nicht von selbst auf, da aufgrund der fehlenden thermischen Anregung kein Vortex nukleieren kann. Es wurde daher manuell der aktuelle Zustand durch einen Landau ersetzt.

Die Energiedifferenz zwischen dem Landau-Zustand und dem entlang der harten Achse aufmagnetisierten Zustand K_{Landau} lässt sich aus dem quadratischen Koeffizienten k der parabolischen MR-Kurve und der Widerstandsdifferenz zwischen dem Landau-Zustand und dem aufmagnetisierten Zustand $\Delta R_{\text{Landau,ha}}^{\text{AMR}}$ berechnen [183, 191]. Sie ergibt sich zu

$$K_{\text{Landau}} = \frac{M_S}{2} \sqrt{\frac{\Delta R_{\text{Landau,ha}}^{\text{AMR}}}{k}} = (17 \pm 2) \text{kJ/m}^3 \quad (3.3)$$

und stimmt damit im Rahmen des Fehlers mit der aus Simulationen berechneten Energiedifferenz von 19 kJ/m³ überein.

3.2 Untersuchungen einzelner Permalloy-Rechtecke

In diesem Kapitel sollen zunächst verschiedene Aspekte der Remanenzzustände in Permalloy-Rechtecken betrachtet werden. In Kapitel 3.2.1 wird zunächst die Abhängigkeit der Remanenzzustände von der Feldorientierung beim Aufmagnetisieren diskutiert. Dabei wird zuerst auf die experimentell bestimmte, winkelabhängige Verteilung der Remanenzzustände eingegangen, um anschließend deren Ursache anhand von mikromagnetischen Simulationen zu erklären. In Kapitel 3.2.2 wird gezeigt, wie sich die unterschiedlichen Zustände anhand von MR-Messungen identifizieren lassen. Kapitel 3.2.3 befasst sich abschließend mit der Frage, ob die Art des Remanenzzustandes durch thermische Anregung oder durch die mikroskopische Struktur

des Rechtecks bestimmt wird.

3.2.1 Abhängigkeit des Remanenzzustands von der Feldorientierung

In vorangegangenen Arbeiten wurden Permalloy-Rechtecke bzgl. des magnetischen Verhaltens unter Feldern parallel zu den Kanten des Rechtecks untersucht [128, 191]. Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der Verteilung der Remanenzzustände nach der Applikation von Feldern unter verschiedenen Winkeln. Dazu wurden mittels FIB in dem zuvor genutzten Cr/Py/Pt-Film (siehe Kap. 3.1.3) mehrere Felder mit je 7×14 Rechtecken strukturiert, die anschließend aufmagnetisiert und mittels SEMPA untersucht wurden.

Es wurden sieben Rechteckfelder strukturiert, die einen Winkelbereich von 30° um die harte Achse in 5° -Schritten abdecken. Auf diese Weise ist es mit einem einzigen Aufmagnetisieren möglich, die Information über alle Winkel zu erhalten. Diese Methode wurde gewählt, da somit ein mehrmaliges Aufmagnetisieren mit jeweils eigenem Winkelfehler in der SEMPA-Kammer vermieden wird. Die Stärke des beim Aufmagnetisieren verwendeten Feldes betrug 40 mT. Zwischen den Rechtecken mit einer Größe von $1000 \times 500 \times 20 \text{ nm}^3$ wurde die magnetische Ordnung mit einer Dosis von $6000 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ zerstört. Um auszuschließen, dass das verbleibende paramagnetische Material die Strukturen signifikant beeinflusst, wurde je ein Feld mit einer Dosis von $9000 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ bzw. $12000 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ zum Vergleich strukturiert. Diese Kontrollfelder zeigten im Rahmen des statistischen Fehlers dieselbe Zustandsverteilung. Nach Einschleusen der Probe ins SEMPA wurde zunächst die 2,5 nm dicke Platin-schutzschicht mittels Ar^+ -Sputtern bei einer Ionen-Energie von 600 eV entfernt. Die Pt-Schicht muss entfernt werden, da aufgrund der hohen Oberflächenempfindlichkeit des SEMPA sonst ein Abbilden der magnetischen Struktur des Permalloys nicht möglich ist.

Abbildung 3.6(a) zeigt eine SEM-Aufnahme eines Rechteck-Feldes. Die zugehörige SEMPA-Aufnahme ist in Abb. 3.6(b) zu sehen. Das Aufmagnetisieren fand innerhalb des SEMPA mit einem Feld von ca. 40 mT statt. Die gezeigten Strukturen wurden unter einem Winkel von 5° zur kurzen Achse des Rechtecks aufmagnetisiert. Es sind 78 Landau-Zustände, sowie 20 eindomänige Zustände zu sehen. In Abb. 3.6(c) ist die Verteilung der Zustände um die harte Richtung in 5° Schritten von -15° bis $+15^\circ$ aufgetragen. Bei einer exakten Ausrichtung des Feldes entlang der harten Achse treten nur Landau-Zustände auf. Wird das Feld aus der harten Richtung gedreht, so nimmt die Anzahl der Landau-Zustände zugunsten der eindomänigen C- und S-Zustände und einiger weniger Diamant-Zustände ab. Das Verhältnis von Landau-Zuständen mit Drehsinn im und gegen den Uhrzeigersinn schwankt zwischen 0,7 und 4,6. Es konnte jedoch keine eindeutige Korrelation mit dem Winkel beobachtet werden.

Bereits bei einem Feldwinkel von 15° zur harten Achse treten bis auf wenige Diamant-Zustände nur noch eindomänige Zustände auf, deren Magnetisierung in der Hauptdomäne von der Projektion des Feldes auf die lange Rechteckachse bestimmt wird. Die genaue Einteilung in C- und S-Zustände konnte anhand der bei der Auszählung verwendeten Übersichtsbilder nicht vorgenommen werden. Hochauflösende SEMPA-Aufnahmen weniger Rechtecke deuten darauf hin, dass es sich größtenteils um S-

3 Feldabhängige magn. Zustände in Py-Rechtecken und deren magnetostatische WW

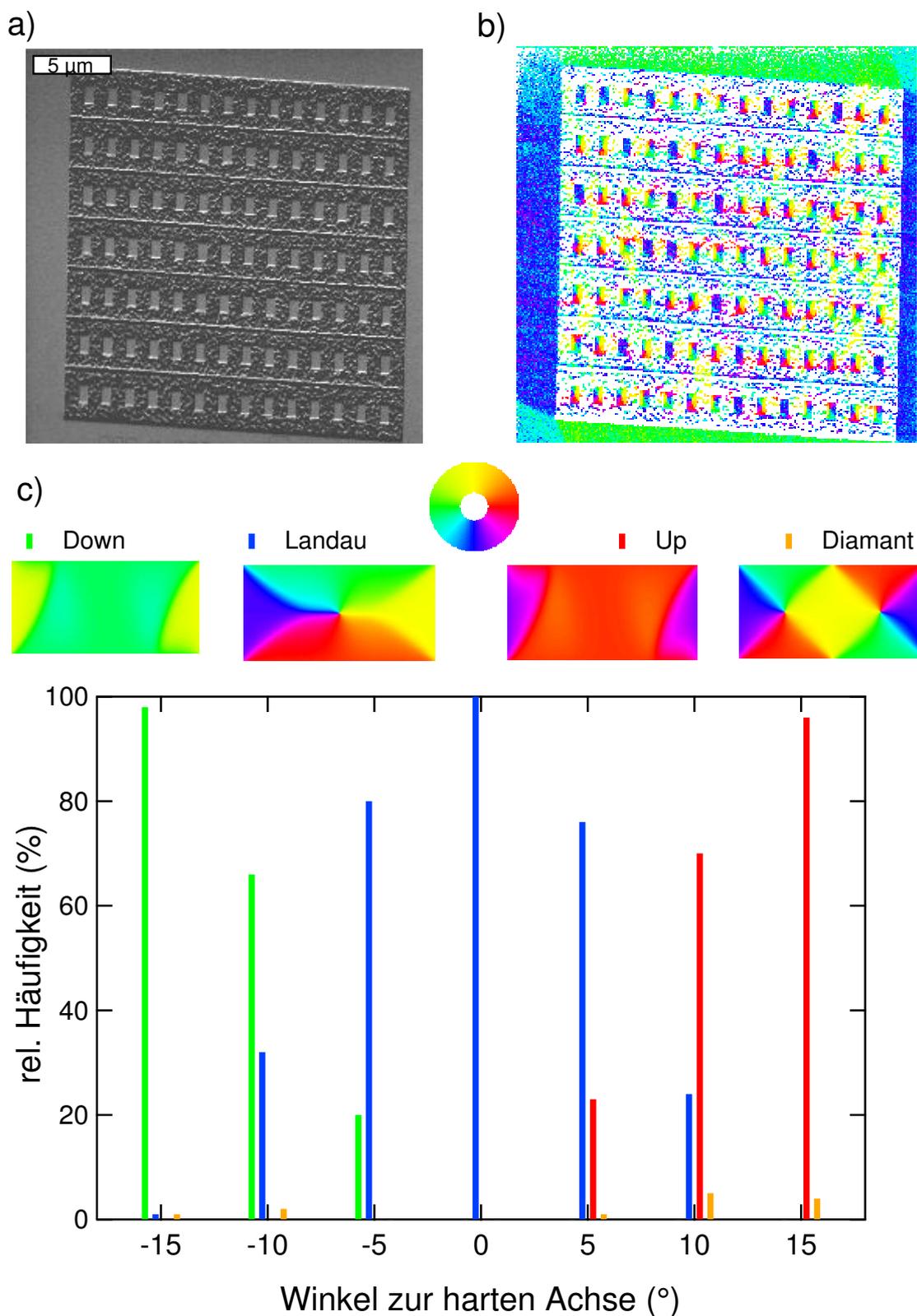


Abbildung 3.6: (a) SEM-Aufnahme eines Feldes mit 7×14 Rechtecken. Der Abstand zwischen den Rechtecken beträgt $1 \mu\text{m}$ in der Horizontalen und $2 \mu\text{m}$ in der Vertikalen. (b) SEMPA-Aufnahme derselben Struktur nach Aufmagnetisieren unter 5° zur harten Achse. (c) Abhängigkeit der relativen Häufigkeit des Remanenzzustands vom Winkel des externen Feldes bzgl. der kurzen Achse.

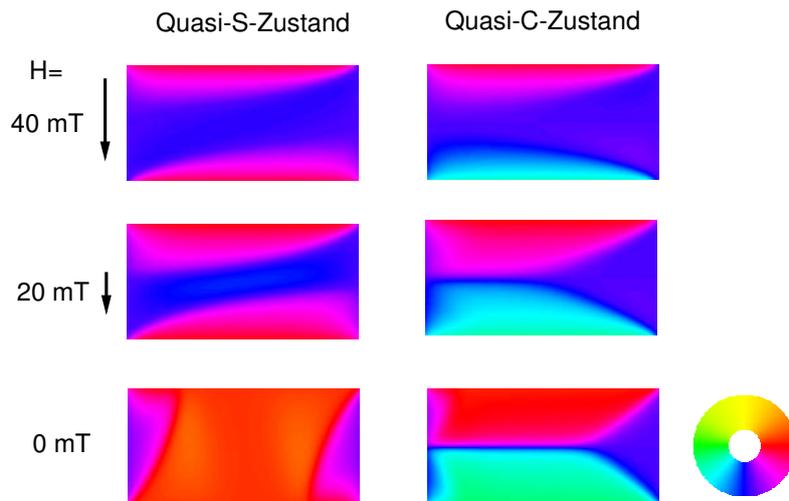


Abbildung 3.7: Entwicklung des Quasi-S- und Quasi-C-Zustands bei abnehmendem Feld. Der Quasi-S-Zustand geht in einen S-Zustand über, während der Quasi-C-Zustand zu einem Landau-artigen Zustand wird. Dieser ähnelt dem Landau-Zustand bis auf die vierte Domäne, welche jedoch durch einen Vortex nukleiert werden kann. Dies tritt in der Simulation nicht auf, da hier die Vortex-Nukleation aufgrund der fehlenden thermischen Anregung unterdrückt ist.

Zustände handelt. Dies deckt sich mit dem Ergebnis von Simulationen, die zeigen, dass die Orientierung der Abschlusskappen durch die Ausrichtung der Magnetisierung im aufmagnetisierten Zustand vorgegeben wird.

Die hohe Sensitivität des Remanenzzustands auf den Feldwinkel lässt sich mithilfe mikromagnetischer Simulationen erklären. Da das beim Aufmagnetisieren verwendete Feld klein gegen die Sättigungsmagnetisierung von Permalloy ist (ca. 1 T), führt das ortsabhängige demagnetisierende Feld zur Ausbildung von Abschlusskappen analog zu den C- und S-Zuständen in Remanenz. Die Ausrichtung der Abschlusskappen kann wie im Falle des S-Zustandes parallel sein oder antiparallel wie beim C-Zustand. Diese Zustände werden im Folgenden aufgrund ihrer Ähnlichkeit zu den hochremanenten C- und S-Zuständen als Quasi-C- bzw. Quasi-S-Zustand bezeichnet.

Abbildung 3.7 zeigt die Entwicklung dieser Zustände bei graduellem Verringern des Feldes. Bei beiden Zuständen schrumpft mit abnehmendem Feld die Hauptdomäne zugunsten der Abschlussdomänen. Im Falle des Quasi-S-Zustandes treffen die beiden gleich orientierten Abschlussdomänen aufeinander und bilden die Hauptdomäne eines gewöhnlichen S-Zustandes im Nullfeld. Beim Quasi-C-Zustandes tritt dieser Zusammenschluss der Abschlussdomänen nicht auf, da sie eine um 180° verschiedene Orientierung besitzen. Es kommt hingegen zur Bildung einer Néel-Wand. Der Endzustand im Nullfeld ähnelt einem Landau-Zustand bis auf die fehlende vierte Domäne. Dieser Zustand besitzt eine höhere Energie als der C-/S-Zustand und kann durch Nukleation eines Vortex leicht in den energetisch günstigeren Landau-Zustand überführt werden. Im Weiteren soll davon ausgegangen werden, dass dies der dominante Prozess ist, mit dem der Quasi-C-Zustand in einen Remanenzzustand übergeht. Ein ähnliches Argument wurde von Liu et al. vorgebracht, um das Auf-

3 Feldabhängige magn. Zustände in Py-Rechtecken und deren magnetostatische WW

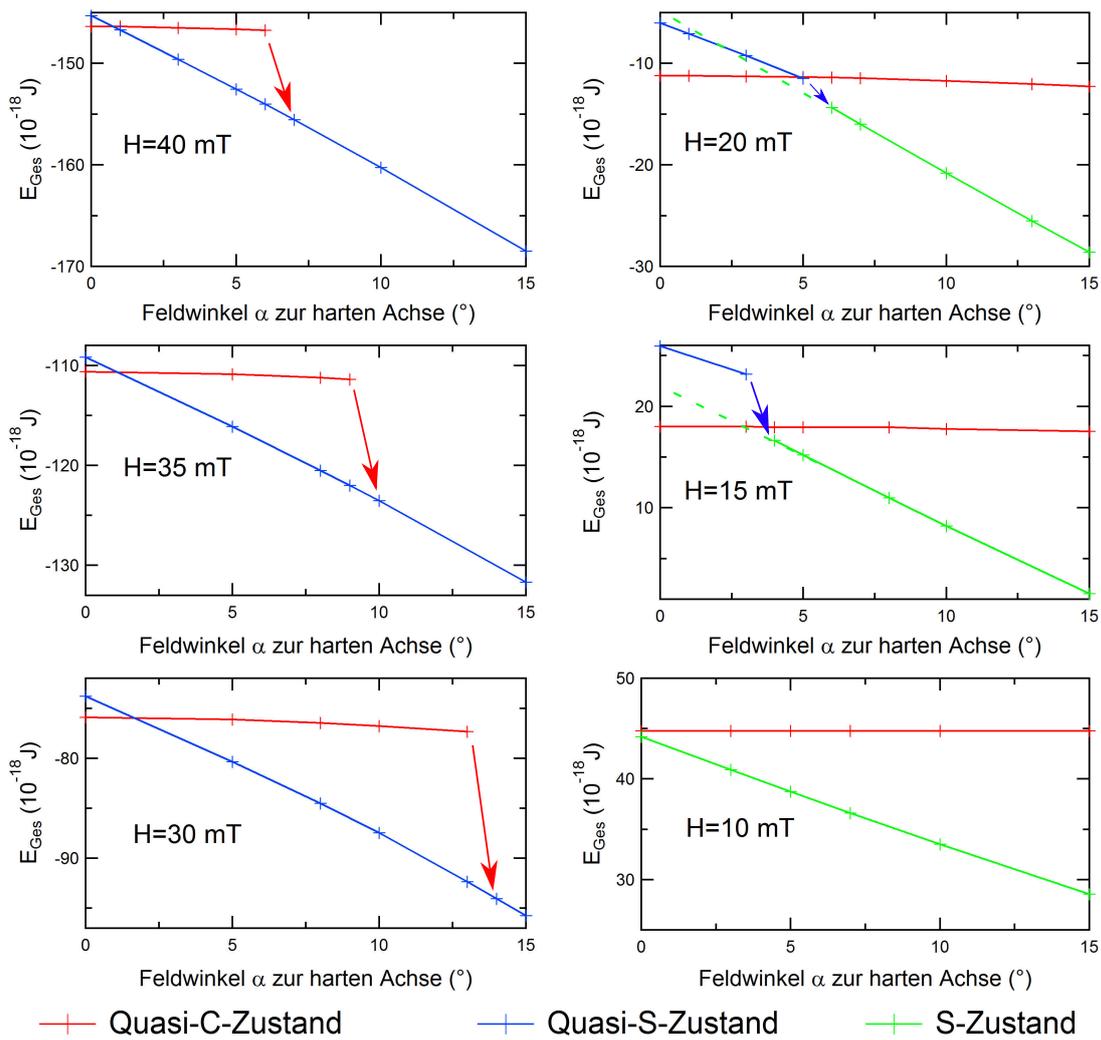


Abbildung 3.8: Energieabhängigkeit der aufmagnetisierten Quasi-C/S-Zustände vom externen Feld und dessen Winkel zur harten Achse. Pfeile zeigen an, dass ein Zustand bei größeren Winkeln nicht mehr energetisch stabil ist und ein Übergang in einen anderen Zustand stattfindet.

treten von Landau-Zuständen in Permalloy-Ellipsen zu erklären [212]. Die Art des aufmagnetisierten Zustandes entscheidet folglich darüber, ob ein Landau oder ein eindomäniger Zustand im Nullfeld auftritt. Simulationen zeigen nur den Übergang in einen S-Zustand, welcher auch im Experiment hauptsächlich auftritt. Die vereinzelt auftretenden Diamant-Zustände sollen hier zunächst nicht betrachtet werden. Um den Mechanismus hinter der Verteilung der C-/S- und Landau-Zustände in Remanenz zu verstehen, muss daher das winkelabhängige Verhalten des Quasi-C- und Quasi-S-Zustands betrachtet werden.

Abbildung 3.8 zeigt die Energien dieser Zustände winkelabhängig für verschiedene abnehmende Feldstärken. Die hier maximal gezeigte Feldstärke von 40 mT entspricht dem im Experiment beim Aufmagnetisieren verwendeten Feld. Liegt dieses Feld parallel zur harten Achse ($\alpha = 0^\circ$) an, so ist der Quasi-C-Zustand energetisch günstigs-

ter als der Quasi-S-Zustand. Die Ursache hierfür ist dieselbe wie beim klassischen C- und S-Zustand (siehe Kap. 3.1.4.1). Eine antiparallele Ausrichtung der Kappen reduziert die Streufeldenergie, da die Magnetisierung parallel zum Streufeld der jeweils anderen Abschlussdomäne ausgerichtet ist. Der Beitrag der Zeeman-Energie ist für beide Zustände gleich, da das externe Feld für beide Zustände jeweils einen Winkel von 90° zur Magnetisierung der Abschlussdomänen aufweist. Weicht die Orientierung des externen Feldes von der harten Richtung ab, so ändert sich die Energie des Quasi-C-Zustandes kaum, während der Quasi-S-Zustand energetisch günstiger wird⁹. Infolgedessen wird ab einem Winkel von ca. $0,8^\circ$ der Quasi-S-Zustand energetisch günstiger. Der Quasi-C-Zustand bleibt bis zu einem Winkel von 6° ein lokales Energieminimum, bevor die energetisch ungünstig orientierte Abschlussdomäne aufgegeben wird und ein Übergang in den Quasi-S-Zustand stattfindet.

Bei 35 mT und 30 mT zeigt sich das selbe Verhalten wie bei 40 mT. Jedoch wächst sowohl der Winkelbereich, in dem der Quasi-C-Zustand energetisch günstiger ist, als auch der, in dem er existieren kann¹⁰. Wird das Feld weiter auf 20 mT reduziert, so reicht bei Winkeln von 6° oder mehr die Feldkomponente parallel zur kurzen Rechteckseite nicht mehr aus, um den Quasi-S-Zustand zu stabilisieren. Wie in Abb. 3.7 gezeigt, laufen die Abschlusskappen zusammen und bilden die Hauptdomäne eines S-Zustandes. Da der Zustand energetisch günstiger als der Quasi-S-Zustand ist, verschiebt sich die Grenze für Felder < 20 mT, bis zu der der Quasi-C-Zustand der günstigste der drei betrachteten Zustände ist, wieder zu niedrigeren Winkeln (siehe Abb. für $H \leq 20$ mT). Bei 10 mT ist das Feld selbst für eine Orientierung entlang der harten Achse zu schwach, als dass noch ein Quasi-S-Zustand auftritt. Hier ist der S-Zustand für alle Winkel energetisch günstiger als der quasi-C-Zustand.

Mit dieser Feld- und Winkelabhängigkeit lassen sich alle wesentlichen Eigenschaften des Histogramms aus Abb. 3.6(c) qualitativ erklären. Bei großen Feldwinkeln zur harten Achse (7° bis 15°) ist bei 40 mT der Quasi-S-Zustand der einzige stabile Zustand, den die Rechtecke annehmen können. Wird das Feld reduziert, so bleibt in diesem Winkelbereich der Quasi-S-Zustand bzw. bei niedrigeren Feldern der S-Zustand der energetisch günstigste Zustand. Dies erklärt, warum bei größeren Abweichungen von der harten Achse keine Landau-Zustände mehr auftreten. Diese aus den Simulationen bestimmte Grenze für das Vorkommen des Landau-Zustands, stimmt quantitativ nicht mit dem im Experiment gefundenen Wert von 15° überein. Eine mögliche Erklärung ist ein falsch (zu groß) bestimmtes Magnetfeld am Probenort oder das Abweichen der Form realer Rechtecke von der perfekten Geometrie der Simulation.

An den Bereich, in dem der Quasi-C-Zustand bei maximalem Feld nicht mehr stabil ist, grenzt ein zweiter Bereich ($0,8^\circ - 7^\circ$). In diesem hängt vom aktuellen Feld ab, ob der Quasi-S-, Quasi-C- oder S-Zustand am energetisch günstigsten ist. Bei kleineren Winkeln stellt der Quasi-C-Zustand gegenüber dem Quasi-S-Zustand über

⁹Es wurde nur der Fall betrachtet, dass die Abschlusskappen des Quasi-S-Zustands parallel zum externen Feld orientiert sind. Sind sie antiparallel orientiert, so ist der Zustand energetisch noch ungünstiger, sodass bei großen Winkeln letztendlich eine Umorientierung der Kappen stattfindet.

¹⁰Für Felder ≤ 20 mT ist der Quasi-C-Zustand für den gesamten betrachteten Winkelbereich ein lokales Energieminimum.

einen größeren Feldbereich den energetisch günstigeren Zustand dar.

Im letzten Bereich um die harte Achse (0 bis $0,8^\circ$) ist der Quasi-C-Zustand durchgängig energetisch günstiger als der Quasi-S-Zustand. Kann die Energiebarriere zwischen Quasi-S- und Quasi-C-Zustand thermisch überwunden werden, so treten bei niedrigen Feldern nur Quasi-C-Zustände auf, die anschließend durch Nukleation eines Vortex in Landau-Zustände übergehen. Ein Übergang in den S-Zustand bei Feldern < 10 mT ist sehr unwahrscheinlich, da zum einen ein größerer Energiegewinn mit dem Landau-Zustand verbunden ist und andererseits die Übereinstimmung der mikromagnetischen Struktur zwischen Quasi-C- und Landau-Zustand deutlich größer ist als zwischen Quasi-C- und S-Zustand (siehe Abb. 3.7).

Um die Wahrscheinlichkeit des Übergangs vom Quasi-S- in den Quasi-C-Zustand abzuschätzen, soll nun die Energiebarriere zwischen diesen beiden Zuständen sowie deren Abhängigkeit vom externen Feld betrachtet werden. Damit der Quasi-S-Zustand in einen Quasi-C-Zustand übergehen kann, muss auf einer Seite eine Abschlussdomäne durch eine Domäne mit entgegengesetzter Magnetisierung ersetzt werden. Dies kann durch das thermische Nukleieren eines Bereiches entgegengesetzter Magnetisierung passieren, der anschließend die alte Abschlussdomäne verdrängt. Da in OOMMF-Simulationen keine thermische Anregung enthalten ist, wurde manuell solch ein Zustand erzeugt. Ist der manuell nukleierte Bereich zu klein, so relaxiert das System wieder in den energetisch ungünstigeren Quasi-S-Zustand zurück. Überschreitet die neue Domäne jedoch eine kritische Größe, so verdrängt sie während des Relaxierens die alte Abschlussdomäne und es bildet sich der energetisch günstigere Quasi-C-Zustand. Um die Größe dieser Energiebarriere abzuschätzen, wurden jeweils zwei Zustände auf unterschiedlichen Seiten des Maximums der Energiebarriere eingesät und deren Relaxieren in den Quasi-S- und Quasi-C-Zustand betrachtet. Abbildung 3.9 zeigt diese Energiebarriere zwischen den Zuständen und die dazwischen befindlichen Übergangszustände. Die blaue (rote) Kurve zeigt das Relaxieren eines Anfangszustands nahe des Maximums der Barriere in den Quasi-S-Zustand (Quasi-C-Zustand). Erstreckt sich die neue Domäne über mehr als 13% der langen Rechteckseite, so relaxiert das System in den günstigeren Quasi-C-Zustand. Ist die Domäne kleiner, so ist die Energiebarriere zwischen den beiden Zuständen noch nicht überwunden und der Zustand relaxiert in den Quasi-S-Zustand.

Die Barrierenhöhe zwischen den Zuständen bei 40 mT beträgt 1,8 eV ($2,9 \times 10^{-19}$ J), was 22% der Energiedifferenz der beiden Zustände entspricht. Dieselbe Betrachtung der Energiebarriere bei 30 mT ergibt eine Mindestgröße der Domäne von 22% der langen Rechteckseite, damit ein Relaxieren in den Quasi-C-Zustand erfolgt. Die Barrierenhöhe beträgt in diesem Fall 5,4 eV ($8,6 \times 10^{-19}$ J), was 29% der Energiedifferenz der Zustände entspricht. Die Energiebarriere bei 30 mT ist damit um das Dreifache größer als bei 40 mT. Der Grund für die größere Energiebarriere bei einem niedrigeren Feld sind die ausgeprägteren Abschlussdomänen. Je kleiner diese sind, desto weniger Energieaufwand ist damit verbunden sie umzumagnetisieren.

Die Abhängigkeit der Energiebarriere vom Feld zwischen Quasi-C- und Quasi-S-Zustand ist wahrscheinlich der Grund für das in Abb. 3.6 kontinuierliche Abnehmen der Häufigkeit des Landau-Zustands mit dem Feldwinkel. Abb. 3.8 zeigt, dass im Bereich der Koexistenz der beiden Quasi-Zustände für größere Winkel ein kleineres Feld benötigt wird, damit der Quasi-C-Zustand energetisch günstiger ist. Bei

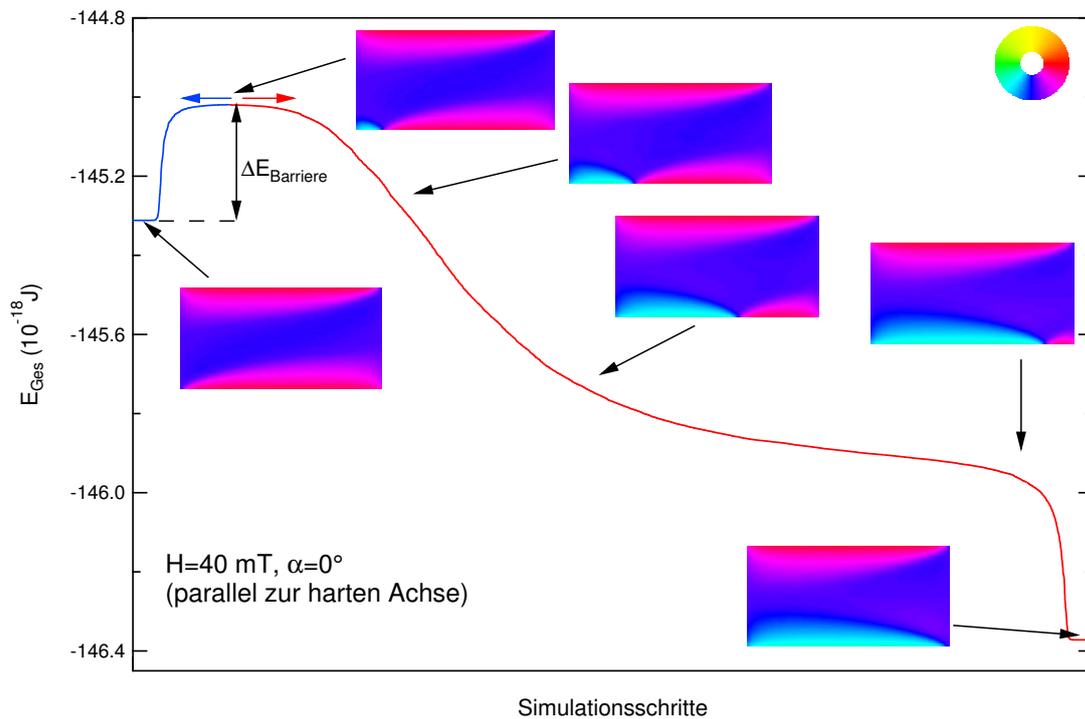


Abbildung 3.9: Energiebarriere zwischen Quasi-S- und Quasi-C-Zustand bei einem Feld von 40 mT parallel zur harten Achse. Es wurde jeweils ein Zustand nahe des Energiemaximums eingesät und dessen Relaxieren in den Quasi-S- (blaue Kurve) bzw. Quasi-C-Zustand (rote Kurve) beobachtet. Die x-Achse entspricht dabei den Simulationsschritten. An den mit Pfeilen gekennzeichneten Punkten ist die Magnetisierungskonfiguration gezeigt.

3 Feldabhängige magn. Zustände in Py-Rechtecken und deren magnetostatische WW

5° Feldverkipfung geschieht dies erst bei 20 mT, während bei 1° Verkipfung der Quasi-C-Zustand schon ab 35 mT energetisch günstiger ist. Da die Energiebarriere wie zuvor gezeigt mit abnehmendem Feld ansteigt, kann diese nahe der harten Achse wesentlich leichter überwunden werden, als bei größeren Winkeln. Dieser Unterschied in der Barrierenhöhe zum Quasi-C-Zustand sorgt dafür, dass bei größeren Winkeln nicht alle Rechtecke die nötige thermische Anregung erfahren um die Barriere zu überwinden, sodass die Anzahl der Landau-Zustände mit zunehmendem Winkel abnimmt.

Zuletzt soll die Barrierenhöhe gegenüber der thermischen Anregung mithilfe des Néel-Arrhenius-Gesetzes

$$\tau = f_0^{-1} e^{\frac{\Delta E}{k_B T}} \quad (3.4)$$

abgeschätzt werden [213]. Das Gesetz wurde zur Beschreibung des zeitabhängigen Magnetisierungsverhaltens von eindomänen magnetischen Partikeln entwickelt. In solch eindomänen magnetischen Nanopartikeln können die Spins aufgrund der meist vorherrschenden uniaxialen Anisotropie zwei Zustände einnehmen, die durch eine Energiebarriere ΔE getrennt sind. Durch die thermische Anregung $k_B T$ ist es möglich, die Energiebarriere zu überwinden, sodass das magnetische Partikel von einem in den anderen Zustand wechseln kann. Die Relaxationszeit τ gibt die mittlere Zeit an, die das Partikel in einem Zustand verweilt. Neben dem Exponenten $e^{\frac{\Delta E}{k_B T}}$ hängt sie auch von der sog. Versuchsfrequenz f_0 ab, die angibt, wie oft ein Überwinden der Energiebarriere versucht wird. Sie befindet sich in der Regel im Bereich $10^{10} - 10^{11}$ Hz [214]. Da das Modell allgemein das thermische Überwinden einer Energiebarriere betrachtet und keine spezifischen Annahmen bzgl. der magnetischen Partikel macht, lässt es sich auf die Energiebarriere zwischen Quasi-S- und Quasi-C-Zustand übertragen.

Da in diesem Fall die Zustände eine unterschiedliche Energie besitzen, ist die Barriere in beide Richtungen nicht gleich hoch. Es soll hier nur der Fall des Übergangs aus dem energetisch ungünstigeren Quasi-S- in den günstigeren Quasi-C-Zustand betrachtet werden. Für die Energiebarrieren des perfekten Rechtecks bei 30 mT und 40 mT ($\Delta E_{40\text{mT}} = 1,8\text{ eV} = 72 k_B T$ und $\Delta E_{30\text{mT}} = 5,4\text{ eV} = 215 k_B T$) ergeben sich mit einer Versuchsfrequenz von 10^{11} Hz Relaxationszeiten von $\tau_{40\text{mT}} = 1,9 \times 10^{20}$ s und $\tau_{30\text{mT}} = 6 \times 10^{82}$ s. Die hohen Relaxationszeiten zeigen, dass eine thermische Anregung bei Raumtemperatur im Zeitraum des Experiments nicht möglich erscheint. Die hier gezeigten Simulationen wurden jedoch mit einem Rechteck mit perfekt scharfen Kanten durchgeführt. In der Realität werden die FIB-strukturierten Rechtecke aufgrund des Herstellungsprozesses unscharfe Kanten aufweisen. Des Weiteren kann die Sättigungsmagnetisierung in diesem Bereich durch den Ionen-Beschuss reduziert sein. Es soll daher überprüft werden, welchen Einfluss eine solche Reduzierung von M_S am Rand auf die Höhe der Energiebarriere und damit auf die Relaxationszeit hat.

In Abb. 3.10 wurde ein Quasi-S-Zustand bei einem Feld von 30 mT parallel zur harten Achse in einem Rechteck mit einer reduzierten Magnetisierung am Rand (lineare Abnahme von M_S auf Null für die äußeren 25 nm) eingesät. Der Quasi-S-Zustand besitzt nach Relaxation in das lokale Energieminimum zusätzlich zu den

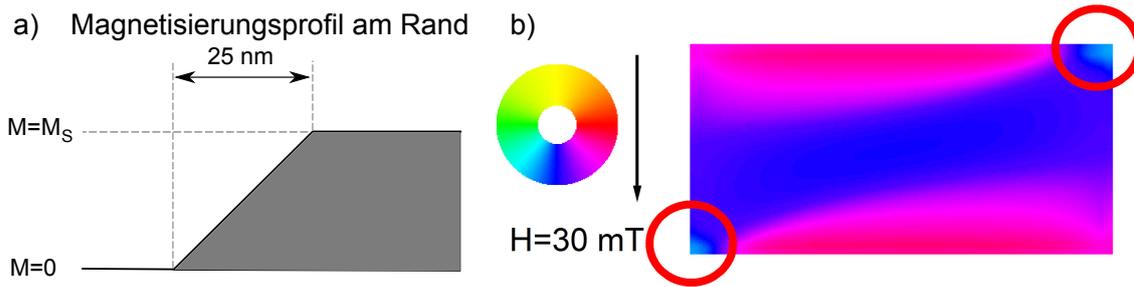


Abbildung 3.10: (a) Profil der reduzierten Magnetisierung am Rande des Rechtecks. (b) Simulation eines Quasi-S-Zustands unter 30 mT mit der in (a) gezeigten reduzierten Magnetisierung am Rand. In zwei Ecken bilden sich Bereiche mit zu den Abschlusskappen entgegengesetzter Magnetisierung (rote Kreise). Diese reduzieren die Energiebarriere zum energetisch günstigeren Quasi-C-Zustand, sodass sie thermisch überwunden werden kann.

beiden großen S-artigen Kappen noch zwei kleine Bereiche an den Ecken, die entlang der langen Rechteckseite eine entgegengesetzte Magnetisierungskomponente wie die großen Abschlussdomänen aufweisen. Ein solcher Bereich wird auch beim Übergang vom Quasi-S-Zustand in den Quasi-C-Zustand nukleiert (siehe Abb. 3.9). Das Vorhandensein eines solchen Bereiches bei einem Rechteck mit am Rande reduzierten M_S verringert die Höhe der Energiebarriere zum Quasi-C-Zustand, da dieser Bereich nicht erst noch nukleiert werden muss. Im Falle eines Feldes von 30 mT parallel zur harten Achse reduziert sich die Höhe der Energiebarriere bezogen auf die thermische Energie bei Raumtemperatur von $\Delta E = 210 k_B T$ auf $\Delta E = 23 k_B T$. Die damit verbundene Relaxationszeit beträgt $\tau = 0,1\text{ s}$. Sie ist so gering, dass ein thermisches Anregen über die Energiebarriere im Zeitraum des Experiments möglich ist.

3.2.2 Identifikation unterschiedlicher Remanenzzustände anhand von MR-Kurven

Im vorangegangenen Kapitel wurde gezeigt, dass schon geringe Abweichungen des Feldes von der harten Achse dazu führen können, dass neben Landau-Zuständen auch C-, S- und Diamant-Zustände im Nullfeld auftreten können. Mit Kenntnis dieser zuvor gefundenen Abhängigkeit des Remanenzzustandes können jetzt durch ein geringes Verkippen des Feldes aus der harten Richtung weitere Zustände mittels MR-Messungen untersucht werden. Dazu wurden die in Kap. 3.1.3 vorgestellten Mikrostromkreise, die ein einzelnes Permalloy-Rechteck enthalten, so ausgerichtet, dass das Feld einen Winkel von 4° zur harten Achse des Rechtecks aufweist. Aufgrund der geringen Verkippung zur harten Achse bleibt die bekannte $R(H)$ -Signatur des Landau-Zustands (siehe Kap. 3.1.5) erhalten, sodass die Widerstandsdifferenz im Nullfeld zum Landau-Zustand bei der Bestimmung weiterer Zustände genutzt werden kann.

3.2.2.1 Identifikation von C-/S-Zuständen

Dieses Kapitel widmet sich der Identifizierung der eindomänigen Zustände in den MR-Messungen. Die C- und S-Zustände unterscheiden sich von den Landau-Zu-

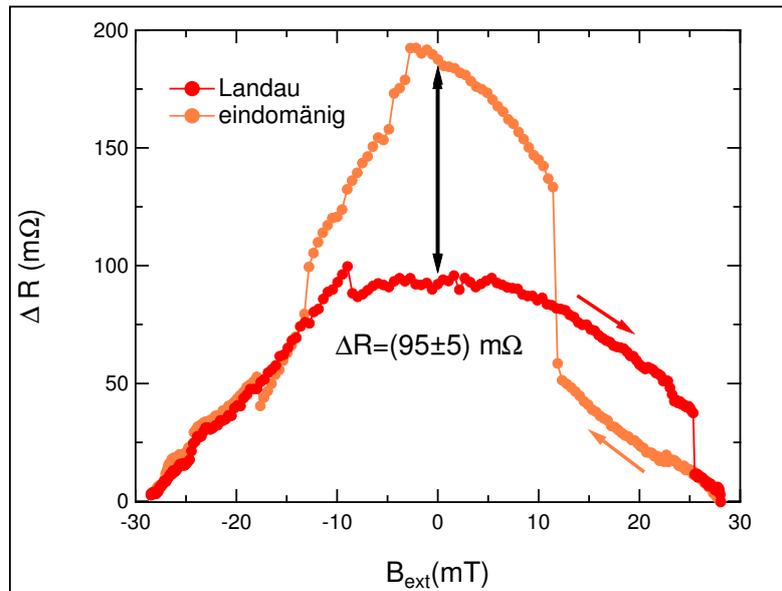


Abbildung 3.11: Hysterese mit unterschiedlichem Verhalten bei zu- und abnehmendem Feld. Bei zunehmendem Feld zeigt die Kurve das charakteristische Verhalten eines Landau-Zustandes (rote Kurve). Bei abnehmendem Feld (orange Kurve) liegt ein deutlich höherer Widerstand in Remanenz vor. Die gemessene Differenz von $(95 \pm 5) \text{ m}\Omega$ stimmt sehr gut mit der berechneten Widerstandsdifferenz von $91 \text{ m}\Omega$ zwischen Landau und C- bzw. S-Zustand überein. Der maximale Hub der Kurve beträgt $193 \text{ m}\Omega$.

ständen im Anteil der Magnetisierungskomponente senkrecht zum Strom, was aufgrund des AMRs zu einer Widerstandsdifferenz der beiden Zustände führt (siehe Abb. 3.4). In Abbildung 3.11 ist eine Hysterese mit einem um 4° zur harten Achse verkippten Feld gezeigt, die zwei unterschiedliche Zustände in Remanenz aufweist.

Während bei zunehmendem Feld (rote Kreise) das charakteristische Verhalten eines Landau-Zustands vorliegt (siehe blaue Kurve in Abb. 3.5), weicht das Verhalten bei abnehmendem Feld (orange Kreise) deutlich von diesem ab.

Bis zu einem Feld von $+12 \text{ mT}$ steigt der Widerstand bei abnehmendem Feld zunächst linear an. Danach findet ein Widerstandssprung von $+74 \text{ m}\Omega$ statt, gefolgt von einem weiteren Widerstandsanstieg. Der Widerstandsunterschied zwischen Remanenz und dem maximalen Feld von $\pm 28 \text{ mT}$ beträgt $(188 \pm 3) \text{ m}\Omega$. Der Widerstand erreicht sein Maximum bei -3 mT . Nach Erreichen des Maximums fällt der Widerstand in einer Serie von Widerstandssprüngen ab. Diese wird unterbrochen durch einen positiven Widerstandssprung bei 18 mT , bevor der Widerstand wieder bei -28 mT seinen Ausgangswert erreicht. Dies ist ein starkes Indiz dafür, dass hier wieder derselbe aufmagnetisierte Zustand wie zu Beginn der Messung vorliegt. Der Widerstandsunterschied der beiden Kurven in Remanenz beträgt $(95 \pm 5) \text{ m}\Omega$. Anhand der in Abb. 3.4 aus Simulationen berechneten Widerstandsdifferenzen von C-/S-Zustand bzw. Landau-Zustand zu einem komplett entlang der leichten Achse aufmagnetisiertem Rechteck lässt sich die Widerstandsdifferenz zwischen den beiden Zuständen

berechnen. Sie beträgt

$$\Delta R_{c/s - \text{Landau}} = \Delta R_{c/s} - \Delta R_{\text{Landau}} = (-73 + 164) \text{ m}\Omega = 91 \text{ m}\Omega. \quad (3.5)$$

Der gemessene Wert von $(95 \pm 5) \text{ m}\Omega$ stimmt im Rahmen des Fehlers mit der berechneten Widerstandsdifferenz überein, sodass es sich um einen eindomänigen Zustand handeln muss, da die Widerstandsdifferenzen zwischen anderen energetisch erlaubten Remanenzzuständen deutlich von diesem Wert abweichen. Die in Abb. 3.11 gezeigte MR-Kurve ist in der Hinsicht besonders, da sie bei zunehmendem Feld einen Landau in Remanenz aufweist und bei abnehmendem Feld einen eindomänigen Zustand. Damit lässt sie die eindeutige Bestimmung der Widerstandsdifferenz der beiden Zustände im Nullfeld zu. Dies wäre mithilfe zweier MR-Messungen, die jeweils nur einen Landau- oder einen eindomänigen Zustand zeigen, nur unter der Annahme möglich, dass bei beiden Messungen bei maximalem Feld derselbe Zustand vorliegt.

3.2.2.2 Unterscheidung von C- und S-Zustand

Im vorigen Abschnitt wurde gezeigt, dass es sich bei den auftretenden MR-Kurven mit einem gesamten Widerstands-Hub von ca. $190 \text{ m}\Omega$ um eindomänige Zustände handelt. Eine Unterscheidung zwischen C- und S-Zustand ist anhand des Widerstandsunterschieds im Nullfeld innerhalb der Messauflösung¹¹ nicht möglich, da dieser nach Simulationen nur $0,28 \text{ m}\Omega$ beträgt.

Das Unterscheiden dieser beiden Zustände ist jedoch mithilfe des MR-Verhaltens möglich. Wird ein externes Feld parallel oder unter einem geringen Winkel zur harten Achse angelegt, so verhalten sich C- und S-Zustand aufgrund ihrer verschieden orientierten Abschlusskappen unterschiedlich. Der Hauptteil des MR-Signals wird bei beiden Zuständen durch die kohärente Drehung der Hauptdomäne generiert. Diese zeigt das typische Verhalten einer harten Achse, bei dem die Magnetisierungskomponente entlang dieser Achse linear mit dem externen Feld zunimmt. Diese lineare Zunahme führt aufgrund der kosinusquadratförmigen Abhängigkeit des AMR zu einem parabolischen, symmetrischen Verhalten um 0 mT . Neben der Auslenkung der Hauptdomäne trägt auch die Fläche der Abschlusskappen zum Widerstand des Rechtecks bei. Aufgrund der senkrechten Orientierung der Magnetisierung zum Strom in den Kappen nimmt der Widerstand bei einem Anwachsen der Kappen ab und steigt, wenn diese schrumpfen. Beim C-Zustand ist die Magnetisierung in beiden Kappen entgegengesetzt orientiert. Bei Anlegen positiver oder negativer Felder wächst jeweils eine Kappe, während die andere schrumpft. Dadurch bleibt die Fläche der Abschlusskappen in der Summe in erster Näherung konstant, sodass diese keine signifikante Widerstandsänderung hervorrufen. Es ist daher für den C-Zustand um 0 mT ein parabolisches, symmetrisches Verhalten zu erwarten, dass durch die Drehung der Hauptdomäne hervorgerufen wird.

Beim S-Zustand besitzt die Magnetisierung in beiden Kappen die gleiche Orientierung, sodass beide Abschlussdomänen je nach Vorzeichen des angelegten Feldes

¹¹ $\Delta R/R = 10^{-5}$ des *in situ* MR-Messplatzes liefert bei einem Rechteckwiderstand von $R \approx 100 \Omega$ eine Auflösung von $\Delta R \approx 1 \text{ m}\Omega$

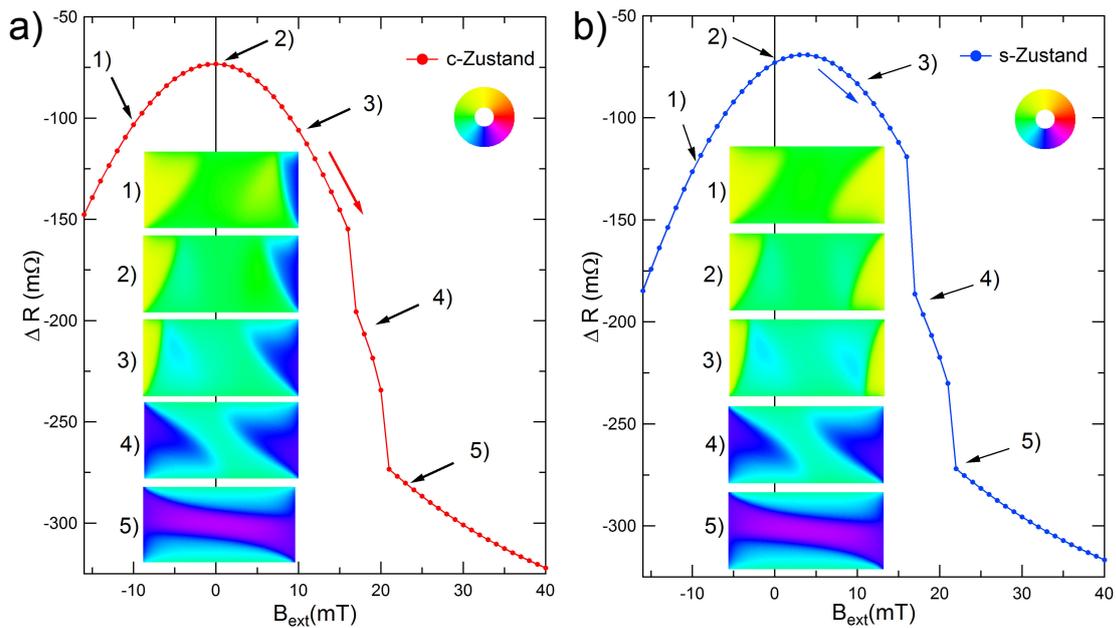


Abbildung 3.12: Simulierte MR-Verläufe von C- und S-Zustand. (a) Der C-Zustand zeigt ein symmetrisches Verhalten um 0 mT (1-3). Bei 16 mT wird die energetisch ungünstige Abschlusskappe durch eine ersetzt, die in Feldrichtung zeigt (4). Bei 21 mT sind die parallel zum Feld ausgerichteten Abschlusskappen so weit gewachsen, dass sie sich zu einer großen Domäne zusammengeschlossen haben (5). (b) Der S-Zustand besitzt zunächst bei negativen Feldern zwei parallel zum Feld ausgerichtete Abschlusskappen, die zu positiven Feldern hin immer weiter schrumpfen (1-3). Bei 17 mT werden diese durch parallel zum Feld orientierte Kappen ersetzt (4). Wie beim C-Zustand verschmelzen diese anschließend zu einem quasi-S-Zustand (5).

wachsen oder schrumpfen. Dies führt zu einem Widerstandsabfall bzw. -anstieg, der abhängig vom Vorzeichen des angelegten Feldes ist. Dieses asymmetrische Verhalten des Widerstands ist dem symmetrischen Widerstandsverhalten der Hauptdomäne überlagert. Daraus resultiert für den S-Zustand im Gegensatz zum C-Zustand ein insgesamt asymmetrisches Verhalten der $R(H)$ -Kurve bzgl. 0 mT. Bei MR-Messungen unter einem Feldwinkel von 4° zur harten Achse konnte das für C- bzw. S-Zustände geschilderte Verhalten beobachtet werden. Die geringe Abweichung des Feldes von der harten Achse wurde gewählt, da sich sonst im Experiment keine C- und S-Zustände generieren lassen (siehe Abb. 3.6) und ein ständiger Wechsel der Feldrichtung mit dem *in situ*-MR-Aufbau nicht praktikabel ist.

Um alle Details dieser Messungen zu diskutieren, sollen zunächst simulierte MR-Kurven für die C- und S-Zustände gezeigt werden. Anschließend wird auf die Gemeinsamkeiten und Unterschiede von Messungen und Simulationen eingegangen. In Abbildung 3.12(a) und (b) sind die simulierten MR-Kurven für einen C- bzw. S-Zustand gezeigt. Die Simulation der MR-Kurve des C-Zustandes bestätigt die zuvor angestellte Überlegung bzgl. der Symmetrie um 0 mT. Während bei negativen Feldern die gelbe Abschlusskappe aufgrund der günstigen Einstellung zum Feld größer als die blaue ist (1), kehrt sich dieses Verhalten für positive Felder um (3). Dadurch kompensieren sich jeweils die Widerstandsänderungen der Abschlusskappen und es

lässt sich der durch die Hauptdomäne hervorgerufene symmetrische, parabolische Verlauf um 0 mT beobachten (1 → 3).

Bei steigendem positiven Feld wird die nun entgegen des Feldes orientierte gelbe Abschlusskappe durch eine energetisch günstigere ersetzt (4), was zu einem negativen Widerstandssprung führt. Anschließend sind beide Kappen parallel zum Feld orientiert und wachsen weiter, bis sie sich zu einer großen Domäne vereinigen (5). Die Überreste der vorherigen Hauptdomäne bilden jetzt die parallel ausgerichteten Abschlusskappen des Quasi-S-Zustandes (siehe Kap. 3.2.1).

Abbildung 3.12(b) zeigt zum Vergleich die simulierte MR-Kurve des S-Zustandes. MR-Messungen eindomäniger Zustände wie in Abb. 3.11 zeigen, dass diese bei Feldern ≤ -10 mT nukleieren. Daher wurde die Orientierung der Abschlusskappen bei der Simulation des S-Zustands in Abb. 3.12(b) so gewählt, dass sie parallel zum bei der Nukleation vorliegenden Feld ausgerichtet sind. Mit steigendem Feld schrumpfen die Abschlusskappen (1 → 3), was zu einem Anstieg des Widerstandsbeitrags der Kappen führt. Dieser wird durch die parabolische Widerstandsänderung der Hauptdomäne überlagert, die durch deren kohärente Rotation verursacht wird. Der maximale Widerstand wird bei ca. 3,5 mT erreicht und ist $3,7$ m Ω größer als das Maximum des C-Zustands im Nullfeld. Anschließend fällt der Widerstand wieder ab, da die Widerstandsänderung wieder durch die kohärente Rotation der Hauptdomäne dominiert wird. Da sich das Widerstandsverhalten sehr gut durch eine Parabel mit einem Versatz in x- und y-Richtung beschreiben lässt, muss die Widerstandsänderung aufgrund der schrumpfenden Abschlusskappen annähernd linear sein. Bei 17 mT werden die energetisch ungünstigen Abschlusskappen durch neue verdrängt, die parallel zum Feld orientiert sind (4). Diese Kappen vereinigen sich anschließend bei 22 mT wie schon beim C-Zustand zu einem Quasi-S-Zustand (5). Die in den Simulationen gefundene unterschiedliche Symmetrie um 0 mT lässt sich auch in den MR-Kurven der eindomänigen Zustände wiederfinden.

Abbildung 3.13 zeigt zwei MR-Messungen, die genau diese unterschiedliche Symmetrie sowohl bei zunehmendem als auch bei abnehmendem Feld aufweisen. Zunächst soll die MR-Kurve in (a) betrachtet werden. Die Anpassung der Kurve liefert eine maximale Widerstandsdifferenz von $(189,7 \pm 0,5)$ m Ω auf. Dies ist in guter Übereinstimmung mit dem in Fig. 3.11 gefundenen 188 ± 3 m Ω für die eindomänigen C- und S-Zustände. Zwischen -28 mT und -17 mT zeigt die MR-Kurve bei zunehmendem Feld zunächst ein annähernd lineares Verhalten. Hier ist das Rechteck größtenteils entlang der kurzen Achse aufmagnetisiert und befindet sich wahrscheinlich in einem Quasi-C- oder Quasi-S-Zustand. Nach dem positiven Widerstandssprung ($\Delta R = 65$ m Ω) bei -17 mT zeigt die Kurve bis $8,4$ mT ein parabolisches Verhalten. Bei $8,4$ mT findet ein negativer Widerstandssprung mit $\Delta R = -86$ m Ω statt, gefolgt von einer stetigen Widerstandsabnahme. Nach einem kleinen Widerstandssprung von -5 m Ω bei 24 mT, findet bei 26 mT ein letzter Widerstandssprung von $\Delta R = -22$ m Ω statt. Der Widerstand bei $+28$ mT entspricht dem zu Beginn der Messung, sodass hier vermutlich zu beiden Zeitpunkten derselbe magnetische Zustand (bis auf eine Spiegelung) vorliegt. Bei abnehmendem Feld zeigt sich das selbe Verhalten wie zuvor und auch die Höhe der unterschiedlichen Widerstandssprünge weicht nicht mehr als 2 m Ω von den vorherigen Werten ab.

Im Folgenden soll das parabolische Verhalten um 0 mT untersucht werden. Die rote

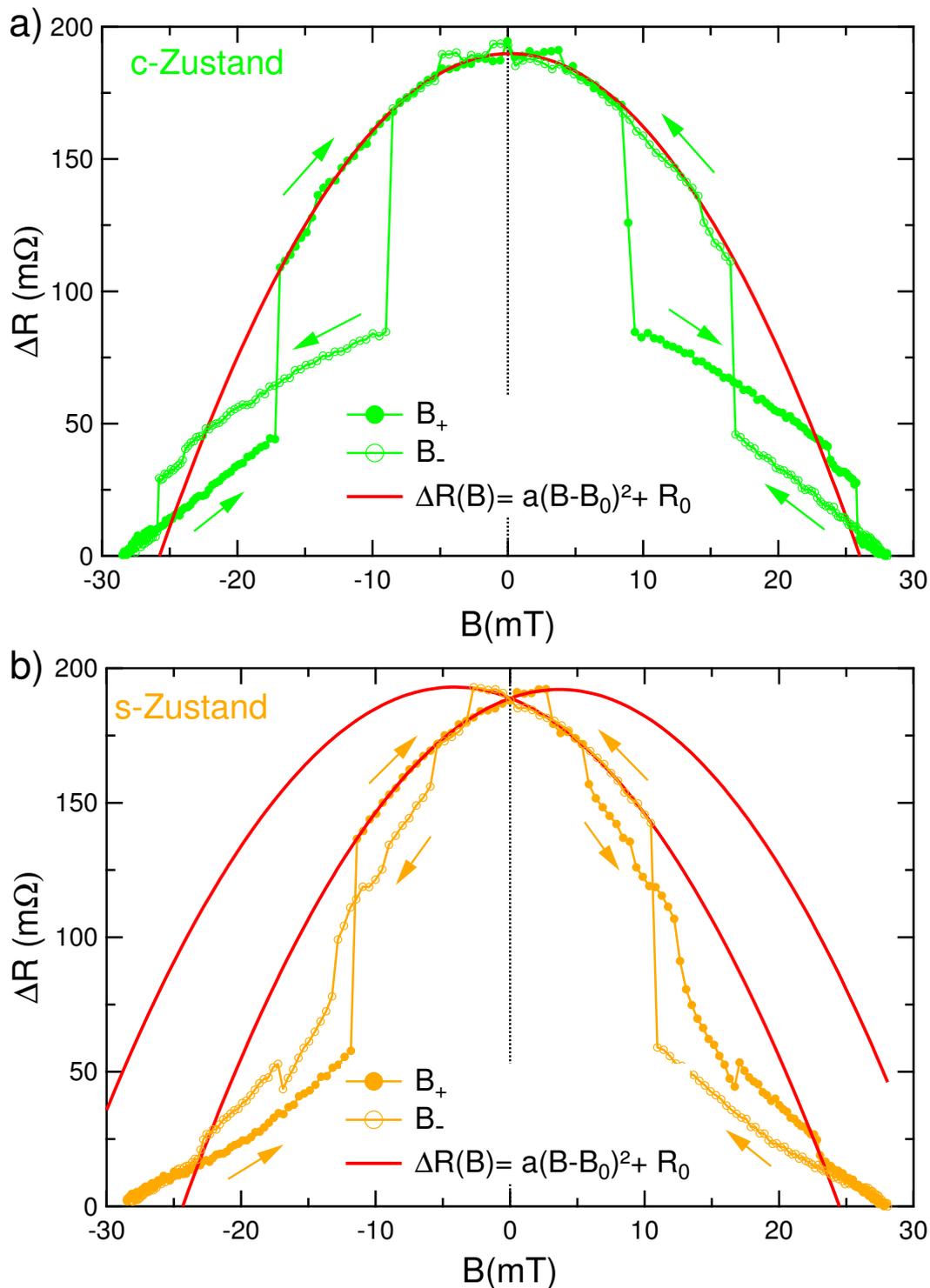


Abbildung 3.13: Experimentelles MR-Verhalten des C- und S-Zustandes. (a) Die antiparallele Ausrichtung der Abschlusskappen des C-Zustandes bedingt ein symmetrisches Verhalten des Magnetowiderstands um 0 mT sowohl bei zu- als auch bei abnehmendem Feld. (b) Die parallele Kappenausrichtung des S-Zustandes führt zu einer unterschiedlichen Widerstandsänderung für positive und negative Felder, wodurch ein asymmetrisches Verhalten um 0 mT auftritt. An die Widerstandsverläufe beider Kurven wurde jeweils eine Parabel mit einem x- und y-Versatz angepasst (rote Kurven).

Kurve zeigt den Fit einer in x- und y-Richtung verschobenen Parabel an die Daten in diesem Bereich. Das Maximum der Parabel befindet sich bei $(189,5 \pm 0,5) \text{ m}\Omega$ und besitzt einen quadratischen Koeffizienten von $(-0,275 \pm 0,008) \text{ m}\Omega/(\text{mT})^2$ bzw. $(-0,283 \pm 0,007) \text{ m}\Omega/(\text{mT})^2$ für abnehmendes Feld. Der Mittelpunkt der Parabel ist um $(-0,3 \pm 0,1) \text{ mT}$ bzw. $(0,14 \pm 0,9) \text{ mT}$ aus dem Nullfeld verschoben und weicht damit nur geringfügig von null ab. Dies ist das zuvor gefundene charakteristische Verhalten eines C-Zustandes, da dieser sich aufgrund seiner unterschiedlichen Kappen symmetrisch für positive und negative Felder verhält. Eine geringe Abweichung der Parabel von null ist zu erwarten und tritt auch in der Simulation auf, da das Feld unter einem Winkel von 4° zur harten Achse anliegt. Dies führt dazu, dass die Projektion des Feldes auf die lange Rechteckachse nicht verschwindet und damit die Symmetrie für positive und negative Felder geringfügig aufgrund der Ausrichtung der Hauptdomäne gebrochen ist.

Als nächstes soll Abb. 3.13(b) betrachtet werden. Die dort dargestellte MR-Kurve zeigt mit $(188 \pm 3) \text{ m}\Omega$ annähernd denselben Hub wie Abb. 3.13(a), sodass es sich um einen eindomänigen Zustand handeln muss. Die Kurve zeigt ein identisches Verhalten für zu- und abnehmendes Feld, sodass hier wieder nur der Fall des zunehmenden Feldes diskutiert werden soll (Angaben entsprechender Werte für abnehmendes Feld in Klammern). Zunächst besitzt die Kurve mit einem annähernd linearen Widerstandsanstieg ein ähnliches Verhalten wie der zuvor gefundene C-Zustand. Bei $-12(11) \text{ mT}$ kommt es zu einem positiven Widerstandssprung von $\Delta R = 79(83) \text{ m}\Omega$, der von einem parabolischen Verlauf gefolgt wird. Die Parabel ist in diesem Fall jedoch signifikant gegen null verschoben. Bei $3(-3) \text{ mT}$ kommt es dann jeweils zu einem Widerstandsabfall von $-13 \text{ m}\Omega$. Zwischen $3(-3)$ und $5(-5) \text{ mT}$ sind die Kurvenverläufe für zu- und abnehmendes Feld identisch. Der Grund hierfür ist wahrscheinlich, dass der zuvor beobachtete Widerstandssprung jeweils durch das Umschalten der Kappen in Feldrichtung verursacht wird, sodass an diesem Punkt die magnetischen Zustände gleich in Bezug auf die Feldrichtung sind. Anschließend fällt der Widerstand in einer Serie von unregelmäßigen Sprüngen weiter ab. Eine mögliche Ursache dafür könnte das Pinnen der Abschlusskappen an Defekten sein, das das Zusammenlaufen der Kappen behindert. Bei 28 mT ist schließlich wieder der Ausgangswiderstand erreicht.

An die $R(H)$ -Kurve lässt sich für auf- und absteigendes Feld jeweils eine Parabel mit x- und y-Versatz anpassen. Die Maxima dieser beiden Parabeln liegen bei $(192,1 \pm 0,3) \text{ m}\Omega$ und $(193,0 \pm 0,4) \text{ m}\Omega$. Die Widerstandsdifferenz der Mittelwerte der Parabelmaxima von S- und C-Zustand beträgt $(2,9 \pm 0,5) \text{ m}\Omega$ und entspricht damit fast den $3,7 \text{ m}\Omega$ der Simulation. Die Parabeln besitzen Scheitelpunkte bei $(3,66 \pm 0,09) \text{ mT}$ und $(-4,2 \pm 0,1) \text{ mT}$. Der quadratische Koeffizient von $(-0,245 \pm 0,004) \text{ m}\Omega/(\text{mT})^2$ bzw. $(-0,235 \pm 0,005) \text{ m}\Omega/(\text{mT})^2$ ist verglichen mit dem C-Zustand im Mittel 13% geringer. Die jeweiligen Fit-Parameter der Parabeln für C- und S-Zustand sowie die entsprechenden Werte der Simulationen sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Es sind jeweils zwei Werte für die Simulation angegeben, die sich auf eine unterschiedliche Orientierung der Hauptdomäne beziehen. Diese beeinflusst, wenn auch in viel geringerem Maße als die Orientierung der Kappen, das Maximum der Parabel. So führen die zwei möglichen unterschiedlichen Orientierungen der Hauptdomäne in der Simulation des S-Zustandes zu einer Verschiebung von

3 Feldabhängige magn. Zustände in Py-Rechtecken und deren magnetostatische WW

| Zustand | s(Exp.) | s (Sim.)+/- | c (Exp.) | c (Sim.) +/- |
|---|--------------------|--------------------|--------------------|--------------------|
| $a \left(\frac{\text{m}\Omega}{\text{mT}^2}\right)$ | $-0,245 \pm 0,004$ | $-0,321 \pm 0,002$ | $-0,275 \pm 0,008$ | $-0,315 \pm 0,002$ |
| | $-0,235 \pm 0,005$ | $-0,334 \pm 0,003$ | $-0,283 \pm 0,007$ | $-0,315 \pm 0,002$ |
| B_0 (mT) | $3,66 \pm 0,09$ | $3,72 \pm 0,01$ | $-0,3 \pm 0,1$ | $0,42 \pm 0,01$ |
| | $-4,2 \pm 0,1$ | $2,88 \pm 0,02$ | $0,14 \pm 0,09$ | $-0,42 \pm 0,01$ |

Tabelle 3.1: Parameter des parabolischen Verhaltens von S- und C-Zustand für Messung und Simulation. a bezeichnet den quadratischen Koeffizienten der Parabel und B_0 ist der Parabelversatz in x-Richtung. Der Index +/- bei den Simulationswerten bezieht sich auf die unterschiedliche Ausrichtung der Hauptdomäne (in positiver/negativer Richtung für +/-).

2,88 oder 3,72 mT. Eine ähnlich geringe Diskrepanz fällt auch bei den beiden Parabelverschiebungen des S-Zustands (3,66 gegen 4,2 mT) bzw. des C-Zustands (-0,3 gegen 0,14 mT) auf.

Wenngleich die Fehler der Parabelanpassungen ausreichend klein sind, ist es fraglich, ob diese geringen Abweichungen nicht durch einen systematischen Fehler wie z.B. ein geringfügig falsch kalibriertes Magnetfeld hervorgerufen werden können. Sind die geringen Differenzen in der Verschiebung real, so würde dies bedeuten, dass sich im Falle des S-Zustandes die Orientierung der Hauptdomäne nicht ändert, da die beiden Scheitelpunkte asymmetrisch zu null sind. Beim C-Zustand sind die Maxima innerhalb des Fehlers symmetrisch zu null, was auf eine unterschiedliche Orientierung der Hauptdomäne bei zu- und abnehmendem Feld deutet.

Bei den C- und S-Zuständen ist eine Berechnung der Energiedifferenz zum aufmagnetisierten Zustand nicht möglich, da die eindomänigen Zustände anders als der Landau-Zustand signifikante Volumenladungen besitzen, die nicht vernachlässigt werden können. Des Weiteren weisen die langen Rechteckseiten auch keine homogene Oberflächenladungsdichten auf. Aus diesem Grund lässt sich das bei der Bestimmung der Energiedifferenz zwischen Landau-Zustand und aufmagnetisiertem Zustand angewandte domänentheoretische Modell [183] nicht übertragen.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass sich die gemessenen MR-Kurven der eindomänigen Zustände gut mithilfe der simulierten MR-Kurven verstehen lassen und somit ein Unterscheiden der eindomänigen C- und S-Zustände anhand des Verhaltens um 0 mT möglich ist. Dies ist erstaunlich, da sich diese nur durch ihre unterschiedlich orientierten Abschlussdomänen unterscheiden und ansonsten einen beinahe identischen Widerstand ($\Delta R = 0,28 \text{ m}\Omega$) in Remanenz aufweisen.

3.2.2.3 Identifikation des Diamant-Zustands

Neben dem Landau-Zustand und den eindomänigen C- und S-Zuständen stellt der Diamant-Zustand einen weiteren Remanenzzustand in $1000 \times 500 \times 20 \text{ nm}^3$ großen Rechtecken dar. Aufgrund des charakteristischen Verhaltens des Zustandes beim Anlegen von externen Feldern besitzt er auch eine individuelle MR-Signatur.

In Abbildung 3.14 ist die MR-Kurve eines Rechtecks gezeigt, das bei zunehmendem Feld einen Diamant-Zustand (dunkelroter Bereich der Kurve) und bei abnehmendem Feld einen S-Zustand im Nullfeld besitzt. Das Auftreten eines zweiten bekannten Zu-

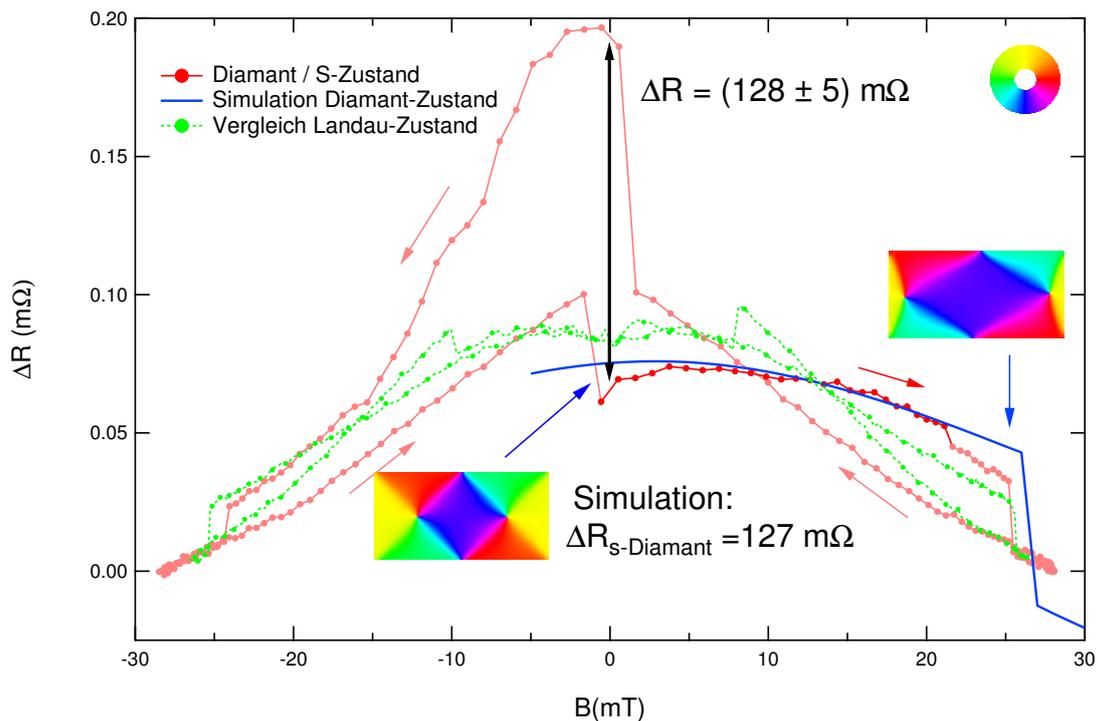


Abbildung 3.14: Diamant-Zustand in einer Hysterese unter 4° zur harten Achse. Die Widerstandsdifferenz zum S-Zustand beträgt $(128 \pm 5) m\Omega$ und stimmt damit im Rahmen des Fehlers mit der simulierten Differenz von $127 m\Omega$ überein (siehe Abb. 3.4). Die blaue Kurve entspricht der simulierten MR-Kurve eines Diamant-Zustandes und zeigt ein annähernd identisches Verhalten wie die MR-Messung. In grün ist zum Vergleich die MR-Kurve eines Landau-Zustandes geplottet.

3 Feldabhängige magn. Zustände in Py-Rechtecken und deren magnetostatische WW

standes in derselben MR-Kurve hilft in diesem Fall wieder, die Widerstandsdifferenz des neu gefundenen Zustands zu bestimmen. Bei der Kurve für ein abnehmendes Feld handelt es sich wieder um einen S-Zustand, dessen Hub von $197 \pm 5 \text{ m}\Omega$ zwischen 0 und 28 mT mit den zuvor gefundenen eindomänigen Zuständen übereinstimmt (siehe Kap. 3.2.2.1). Der hier auftretende neue Zustand lässt sich über die Widerstandsdifferenz im Nullfeld zum S-Zustand als Diamant-Zustand identifizieren. Diese beträgt $128 \pm 5 \text{ m}\Omega$ und stimmt damit mit dem anhand von Simulationsdaten berechneten Wert von

$$\Delta R_{c/s - \text{Diamant}} = \Delta R_{c/s} - \Delta R_{\text{Diamant}} = (-73 + 200) \text{ m}\Omega = 127 \text{ m}\Omega \quad (3.6)$$

überein (siehe Abb. 3.4). Als weiteres Indiz ist die simulierte MR-Kurve des Diamant-Zustandes in blau geplottet. Bei dieser Kurve handelt es sich um den Fall, dass die zentrale Domäne des Diamant-Zustandes parallel zum positiven Feld ausgerichtet ist. In diesem Fall führt ein Erhöhen des Feldes zum Wachstum dieser Domäne und damit zu einer Bewegung der Vortizes zur jeweiligen kurzen Rechteckseite. Die Simulation stimmt bis auf Felder $\leq 3 \text{ mT}$ und den Sprung bei 21 mT gut mit der gemessenen MR-Kurve überein. Das Abweichen nach dem Widerstandssprung ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, dass zu diesem Zeitpunkt ein Vortex das Rechteck verlassen hat. Ein Grund hierfür können unterschiedliche Potentialbarrieren aufgrund eines unterschiedlich rauen Randes sein. In der Simulation verlassen die Vortizes gleichzeitig das Rechteck, da das Potential am Rand auf beiden Seite aufgrund fehlender Kantenrauigkeit exakt gleich ist.

Ein weiterer Hinweis darauf, dass der Widerstandsabfall bei 21 mT das Heraustreiben eines Vortex darstellt, ist die Tatsache, dass bei 26 mT ein Widerstandssprung analog zu dem des Landau-Zustands (grüne Kurve) auftritt. Obwohl die Sprunghöhe (wie auch zuvor bei MR-Messungen des Landau-Zustands beobachtet) geringer als in der Simulation ausfällt, stellt dieser vermutlich das Heraustreiben des verbleibenden Vortex dar. Diese Reduktion in der Sprunghöhe ist vermutlich dadurch bedingt, dass der finale Quasi-C-Zustand nicht exakt dem der Simulation entspricht.

Im Falle des Diamant-Zustands kann dessen Energie analog zum Landau-Zustand aus den quadratischen Koeffizienten der Parabel bestimmt werden. Alle Annahmen des zugrunde liegenden domänen-theoretischen Modells aus Ref. [183] sind auch für den Diamant-Zustand erfüllt. Im Rahmen dieses Modells kann der Diamant-Zustand als Aneinanderreihung von zwei Landau-Zuständen betrachtet werden, wodurch die Überlegungen zum Wachsen und Schrumpfen der Abschlussdomänen des Landau-Zustands auf den Diamant-Zustand übertragen werden können. Daraus ergibt sich, dass sich die magnetostatische Gesamtenergie des feldverzerrten Diamant-Zustands ebenfalls wie die eines homogen magnetisierten Quaders mit uniaxialer Anisotropie K darstellen lässt. Diese Anisotropie, die dem Energieunterschied zwischen dem Diamant-Zustand und dem homogen in die schwere Richtung aufmagnetisierten Zustand entspricht, lässt sich aus dem quadratischen Koeffizienten k der parabolischen MR-Kurve ermitteln.

Sie ergibt sich analog zur Betrachtung des Landau-Zustands in Gl. 3.3 zu:

$$K_{\text{Diamant}} = \frac{M_S}{2} \sqrt{\frac{\Delta R_{\text{Diamant, ha}}^{\text{AMR}}}{k}} = (19 \pm 3) \text{kJ/m}^3 \quad (3.7)$$

$\Delta R_{\text{Diamant, ha}}^{\text{AMR}} = 190 \text{ m}\Omega$ entspricht dabei der Widerstandsdifferenz des Diamant-Zustands zu einem perfekt entlang der harten Achse aufmagnetisierten Rechteck (siehe Abb 3.4). Die geringe Asymmetrie der simulierten sowie gemessenen MR-Kurve bzgl. 0 mT ist vermutlich auf die magnetostatische Wechselwirkung der beiden Vortizes untereinander zurückzuführen.

Die aus dem parabolischen Verlauf ermittelte Anisotropie entspricht dem anhand von Simulationen bestimmten Wert von 19 kJ/m^3 .

Abschließend kann zusammengefasst werden, dass es sich bei dem beobachteten Zustand mit großer Wahrscheinlichkeit um einen Diamant-Zustand handelt, da zum einen die Widerstandsdifferenz im Nullfeld zum S-Zustand mit der simulierten Widerstandsdifferenz übereinstimmt sowie die simulierte und die gemessene MR-Kurve viele Gemeinsamkeiten aufweisen. Zuletzt ähnelt das Verhalten nach Heraustreiben des ersten Vortex-Kerns stark dem Verhalten eines Landau-Zustandes.

3.2.3 Einfluss von thermischen Anregungen auf das Ummagnetisierungsverhalten

Aus den winkelabhängigen Untersuchungen aus Kapitel 3.2.1 ist bekannt, dass mit zunehmendem Winkel zur harten Achse beim Aufmagnetisieren die Anzahl der eindomänigen Zustände zunimmt. Es ist jedoch nicht klar, ob die gefundene Winkelverteilung streng für jedes einzelne Rechteck gilt oder sich auf das individuell unterschiedliche Verhalten der einzelnen Rechtecke zurückführen lässt. Aufgrund des hohen Zeitaufwands von SEMPA-Untersuchungen wurde dieser Fragestellung mittels Magnetotransportuntersuchungen nachgegangen.

Dazu wurden bei einem festen Feldwinkel jeweils für unterschiedliche Rechtecke mehrere Hysteresen aufgenommen und die Remanenzzustände anhand der in Kapitel 3.2.2 vorgestellten MR-Signaturen identifiziert. Die so für jedes individuelle Rechteck gefundene Verteilung der Zustände kann anschließend mit der Verteilung des Ensembles (siehe Abb. 3.6) für den gewählten Winkel verglichen werden.

In Abbildung 3.15 sind jeweils fünf bis zwölf Hysteresen von vier verschiedenen Rechtecken gezeigt, wobei das Feld unter einem Winkel von 4° angelegt wurde. Es zeigt sich, dass sich das individuelle Verhalten der einzelnen Rechtecke stark voneinander unterscheidet und nicht dem gemessenen Verhalten des Ensembles bei demselben Winkel entspricht.

Während Rechteck 1 in (a) bei sechs aufeinander folgenden Hysteresen jedes Mal einen Landau-Zustand im Nullfeld aufweist, zeigt Rechteck 2 in (b) bei 9 Hysteresen durchgängig C-Zustände. Im Gegensatz zu Rechteck 1 und 2 weist Rechteck 3 in (c) ein unterschiedliches Verhalten bei zu- und abnehmendem Feld auf. Hier herrscht nach Aufmagnetisieren mit negativen Feldern durchgängig ein Landau-Zustand vor, während ein positives Feld zur Ausbildung eines S-Zustandes führt. Es liegt somit wieder kein stochastisches Verhalten vor, da hier die Ausbildung des Grundzu-

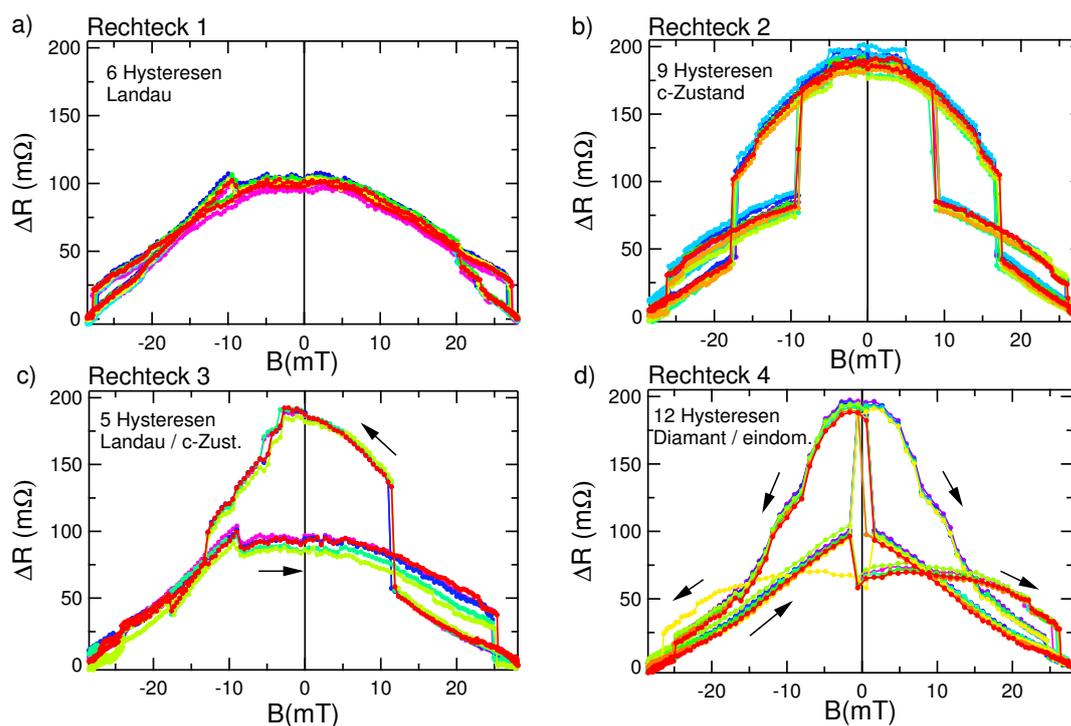


Abbildung 3.15: MR-Hysteresen von vier verschiedenen Rechtecken unter einem Winkel von 4° zur harten Achse. (a),(b) Die Rechtecke 1 und 2 zeigen jeweils in allen aufgenommenen Hysteresen das charakteristische Verhalten eines Landau- bzw. C-Zustands. (c) Rechteck 3 besitzt nach Aufmagnetisieren bei negativen (positiven) Feldern jeweils einen Landau-Zustand (S-Zustand). (d) Lediglich Rechteck 4 zeigt ein stochastisches Verhalten aufgrund thermischer Anregung und weist sowohl bei zu- als auch abnehmenden Feldern entweder einen eindomnigen Zustand oder einen Diamant-Zustand in Remanenz auf.

3.3 Untersuchungen der magnetostat. Wechselwirkung zw. Permalloy-Rechtecken

standes an die Richtung des externen Feldes beim Aufmagnetisieren gekoppelt ist. Bezogen auf ein perfekt symmetrisches Rechteck sollte sich kein Unterschied beim Aufmagnetisieren unter positiven oder negativen Feldern ergeben. Es muss daher die Mikrostruktur des Rechtecks das unterschiedliche Verhalten hervorrufen.

Rechteck 4 in (d) zeigt schließlich als einziges stochastisches Verhalten in den zwölf aufgenommenen Hysteresekurven. So treten in 17 von 24 Fällen eindomänige Remanenzzustände auf (hier ist die Unterscheidung zwischen C- und S-Zustand aufgrund der geringeren Dichte an Messpunkten nicht möglich), während es sich bei den restlichen Zuständen um Diamant-Zustände handelt. Sechs davon treten bei zunehmendem Feld auf und einer bei abnehmendem Feld. Von den vier gezeigten Rechtecken weist nur das letzte ein durch thermische Anregung bedingtes stochastisches Verhalten auf, das jedoch auch nicht dem in Abb. 3.6 gefundenen Verhalten des Ensembles bei diesem Winkel entspricht.

Die vier in Abb. 3.15 gezeigten Rechtecke wurden alle nacheinander mit dem selben Layout und den selben Strahlparametern strukturiert, sodass sich auf elektronenmikroskopischen Bildern keine signifikanten Unterschiede erkennen lassen. Es ist daher wahrscheinlich, dass geringfügige Unterschiede in der Mikrostruktur des Rechtecks, wie z.B. die Rauigkeit oder Steigung der Kanten oder das Vorhandensein von Korngrenzen, das Verhalten beim Ummagnetisieren dominieren und nicht die thermische Anregung der Magnetisierung.

In Hinblick auf diese Erkenntnis soll noch einmal das Modell aus Abb. 3.8 betrachtet werden, das die winkelabhängige Verteilung der Remanenzzustände erklärt. Dort konnte gezeigt werden, dass die Energiebarriere zwischen verschiedenen Zuständen durch die Form der Kante beeinflusst wird. Ein bei der Strukturierung auftretender, lokal variabler Abtrag an den Kanten (bedingt z.B. durch Channeling-Effekte an unterschiedlichen Kristalliten [128]) nominell identischer Rechtecke wird daher auch die Höhe der Energiebarrieren zwischen den Zuständen beeinflussen. Diese durch die Strukturierung bedingten Variation der Energiebarrieren ist eine mögliche Ursache für das gefundene, individuelle Verhalten der Rechtecke.

3.3 Untersuchungen der magnetostatischen Wechselwirkung zwischen Permalloy-Rechtecken

Nachdem sich Kapitel 3.2 mit Remanenzzuständen und deren MR-Signaturen in isolierten Permalloy-Rechtecken befasst hat, soll in diesem Kapitel die Wechselwirkung verschiedener Remanenzzustände in magnetostatisch wechselwirkenden Rechtecken untersucht werden. In Kapitel 3.3.1 wird zunächst auf die Wechselwirkung von Landau-Zuständen eingegangen. Diese tritt auf, wenn das externe Feld parallel zur kurzen Rechteckachse ausgerichtet ist. Anschließend wird in Kapitel 3.3.2 die Wechselwirkung verschiedener weiterer Kombinationen von Zuständen untersucht.

3.3.1 Wechselwirkung zwischen Rechtecken im Landau-Zustand

Bisher wurde das Ummagnetisierungsverhalten einzelner, isolierter Rechtecke betrachtet. Wird ein externes Feld unter unterschiedlichen Winkeln angelegt, so be-

einflusst dies die Verteilung der Remanenzzustände. Es wurde gezeigt, wie sich die unterschiedlichen Zustände in MR-Messungen aufgrund ihres charakteristischen Verhaltens identifizieren lassen. Als nächster Schritt soll die gegenseitige magnetostatische Wechselwirkung benachbarter Rechtecke untersucht werden. Die vollständigen Ergebnisse dieser Untersuchung sind in Ref. [215] veröffentlicht und sollen hier nur kurz referiert werden.

Es wurden mit der in Kap. 3.1.3 beschriebenen Methode Mikrostromkreise in das verwendete Chrom-Permalloy-Filmsystem strukturiert, die eine Kette von bis zu 15 Permalloy-Rechtecken enthalten. Die Rechtecke sind entlang ihrer kurzen Achse aufgereiht und besitzen einen Abstand d zum nächsten Nachbarn, der zur Quantifizierung der Wechselwirkung variiert wird. Zwei solcher Mikrostromkreise sind in Abb. 3.16(a) zu sehen. Die Rechtecke der Kette haben dabei einen Abstand von 1250 nm bzw. 125 nm. Der Strom wird mithilfe der Wolframspitze des Mikromanipulators in den Stromkreis eingepägt und mittels isolierender Linien auf das zentrale Rechteck begrenzt. Das magnetische Feld wird parallel zur harten Achse (bzw. der Kopplungsachse) der Rechtecke angelegt, da dies zu einer fast ausschließlichen Bildung von Landau-Zuständen führt (siehe Kap. 3.2.1 für isolierte Rechtecke und Ref. [216] für gekoppelte Quadrate).

Bei SEMPA-Untersuchungen dieser gekoppelten Rechtecke konnte das ausschließliche Vorkommen eines einzigen Drehsinns wie bei Hankemeier et al. [207] nicht beobachtet werden. Eine mögliche Ursache dafür können die unterschiedlichen Präparationsmethoden der Rechtecke in Verbindung mit der in Kap. 3.2.3 beobachteten Sensitivität der Rechtecke auf die Kanteneigenschaften sein. Bei Hankemeier et al. wurden die Rechtecke durch Elektronenstrahlverdampfen durch eine Schattenmaske präpariert, wohingegen in dieser Arbeit FIB-Strukturierung genutzt wurde. Auch kann eine unterschiedliche magnetische Vorgeschichte eine Rolle spielen.

Abbildung 3.16(b) zeigt die gemessenen MR-Kurven für ein ungekoppeltes Rechteck sowie für gekoppelte Rechtecke mit Abständen d zwischen 60 und 500 nm. Die Kurven sind zur besseren Sichtbarkeit gegeneinander um $30 \text{ m}\Omega$ verschoben. Alle Rechtecke zeigen qualitativ das Verhalten des in Kap. 3.1.5 vorgestellten Landau-Zustands. Wird der Abstand zwischen den Rechtecken reduziert, so weicht das gemessene MR-Verhalten quantitativ von dem eines ungekoppelten Rechtecks ab. Der auffallendste Indikator dafür ist der Widerstandssprung, der auftritt, wenn der Vortex aus der Struktur getrieben wird. Dieser verschiebt sich mit abnehmendem Abstand zu niedrigeren Feldern. Bei einem Abstand von 60 nm beträgt das zum Heraustreiben des Vortex benötigte Feld nur noch 12 mT gegenüber den 22 mT im Falle des ungekoppelten Rechtecks.

Des Weiteren tritt ein stärkeres parabolisches Verhalten um 0 mT auf, wenn der Abstand zwischen den Rechtecken abnimmt. Anhand von Gleichung 3.3 lässt sich auch im Fall gekoppelter Rechtecke aus dem quadratischen Koeffizienten der Parabel der Energieunterschied zwischen dem Landau-Zustand und einem komplett aufmagnetisierten Rechteck bestimmen. Um die Energieänderung des Landau-Zustands aufgrund der magnetostatischen Kopplung zu bestimmen, muss die zuvor bestimmte Energiedifferenz um die Energie des aufmagnetisierten Zustands korrigiert werden. Es zeigt sich, dass innerhalb der experimentellen Ungenauigkeit von $\pm 1 \text{ kJ/m}^3$ keine Energieänderung des Landau-Zustands beobachtet werden kann.

3.3 Untersuchungen der magnetostat. Wechselwirkung zw. Permalloy-Rechtecken

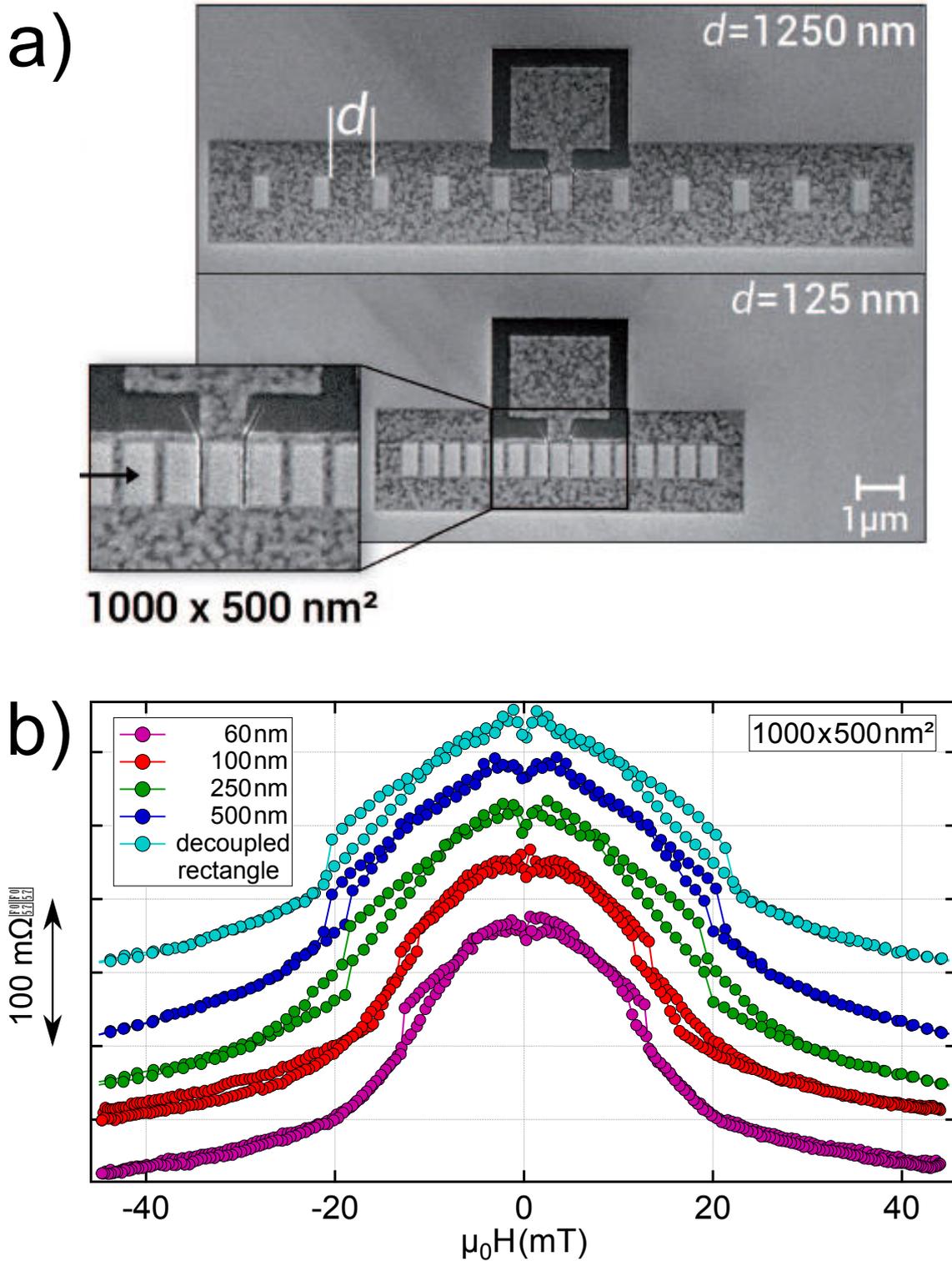


Abbildung 3.16: a) Zwei Mikrostromkreise zur Quantifizierung der magnetostatischen Wechselwirkung von Permalloy-Rechtecken mit einem Elementabstand von 1250 bzw. 125 nm. Die elektrische Kontaktierung erfolgt wie in Kap. 3.1.3 beschrieben mithilfe der Wolframspitze des Mikromanipulators. b) MR-Kurven des jeweiligen zentralen Rechtecks der Kette für unterschiedliche Abstände zwischen den Rechtecken (die Kurven sind zur besseren Kenntlichkeit um $30\text{ m}\Omega$ gegeneinander verschoben). Alle Kurven weisen das Verhalten des in Kap. 3.1.5 diskutierten Landau-Zustandes auf. Aus [215].

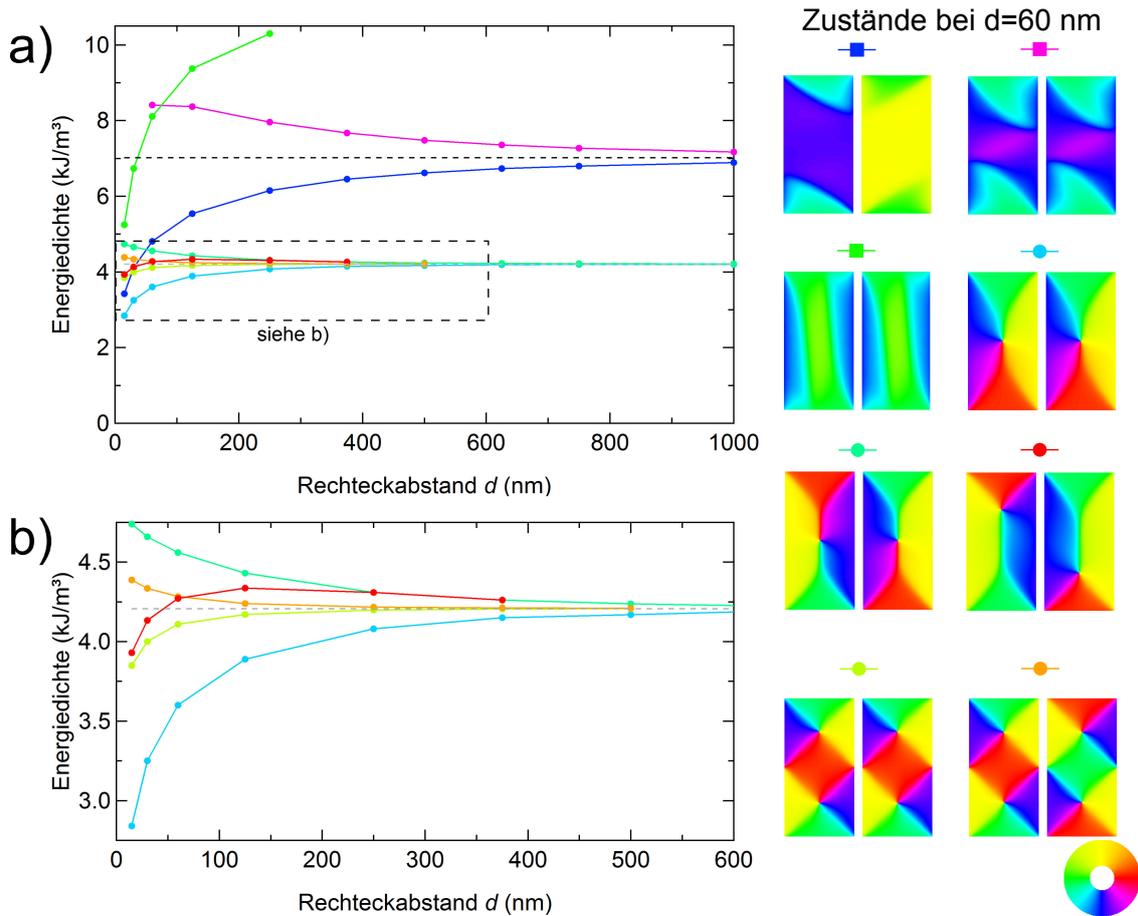


Abbildung 3.17: a) Abstandsabhängigkeit der Energiedichte unterschiedlicher Kombination von Remanenzzuständen. Die gestrichelte Linie gibt die Energie des C- bzw. S-Zustandes des isolierten Rechtecks an. Für geringere Abstände wird die antiparallele Ausrichtung der Zustände energetisch bevorzugt, da so das Streufeld minimiert wird. (b) Vergrößerte Darstellung der flussgeschlossenen Zustände aus (a). Die gestrichelte Linie stellt die Energie des isolierten Landau-/Diamant-Zustandes dar.

3.3.2 Abstandsabhängigkeit der Energiedichte verschiedener Kombinationen wechselwirkender Remanenzzustände

Nachdem in der zuvor gezeigten Untersuchung magnetostatisch gekoppelter Rechtecke der Landau-Zustand den vorherrschenden Zustand darstellte, sollen in diesem Kapitel die Wechselwirkung weiterer Grundzustände diskutiert werden und abschließend auf einen Spezialfall der Wechselwirkung von Landau-Zuständen eingegangen werden. In Abbildung 3.17(a) ist die Energiedichte unterschiedlicher Kombinationen von Zuständen in Abhängigkeit des Rechteckabstands d für $1000 \times 500 \times 20 \text{ nm}^3$ große Rechtecke gezeigt. Bei der Simulation wurden periodische Randbedingungen verwendet, sodass die Ergebnisse für eine unendlich lange Kette der gezeigten Zustandskombinationen gelten. Die magnetostatische Wechselwirkung zwischen den Zuständen führt zu einem Energiegewinn, wenn sich Oberflächenladungen unterschiedlichen Vorzeichens bei einer Verringerung des Abstands annähern, und zu ei-

3.3 Untersuchungen der magnetostat. Wechselwirkung zw. Permalloy-Rechtecken

nem Anstieg der Zustandsenergie bei Ladungen gleichen Vorzeichens. Aufgrund der höheren Dichte an Oberflächenladungen weisen die hochremanenten Zustände eine stärkere Änderung der Energiedichte mit dem Abstand d auf als die flussgeschlossenen Zustände.

Abb. 3.17 (b) zeigt daher die Energieänderung der flussgeschlossenen Zustände im Detail. Zunächst sollen die eindomänigen Zustände betrachtet werden. Die gestrichelte Linie in Abb. 3.17(a) gibt die Energiedichte des C-/S-Zustandes eines isolierten Rechtecks an. Während die pinke Kurve eine unendlich lange Kette aus gleich orientierten S-Zuständen repräsentiert, zeigt die blaue Kurve den Fall mit alternierender Ausrichtung der Hauptdomäne. Bei solch einer antiparallelen Ausrichtung der S-Zustände besitzen benachbarte Rechtecke jeweils Ladungen unterschiedlichen Vorzeichens an den kurzen Rechteckseiten. Vereinfacht betrachtet kann die Kette aus Rechtecken als Kette aus Dipolen betrachtet werden, bei denen Nachbarn jeweils antiparallel ausgerichtet sind. Dies führt dazu, dass jedes Rechteck parallel zum Streufeld des jeweiligen Nachbarn orientiert ist. Die damit einhergehende Reduktion der Streufeldenergie bewirkt, dass die antiparallele Ausrichtung beim geringsten simulierten Abstand von 15 nm der energetisch zweitgünstigste Zustand ist.

Bei paralleler Ausrichtung der S-Zustände kann die gleiche Betrachtungsweise herangezogen werden. Diesmal sind jedoch die Hauptdomänen jedes Rechtecks antiparallel zum Streufeld der benachbarten Rechtecke ausgerichtet, was folglich zu einer Erhöhung der magnetostatischen Energiedichte mit abnehmendem Abstand führt. Es wurde sich auf die Simulation von S-Zuständen beschränkt, deren Abschlusskappen alle gleich ausgerichtet sind. Eine antiparallele Ausrichtung von benachbarten Abschlusskappen ist mit einer zusätzlichen Erhöhung der Energiedichte bei abnehmendem Abstand verbunden, die jedoch klein gegen die Änderung aufgrund der Orientierung der Hauptdomäne ausfällt.

Die Zunahme/Abnahme der Energiedichte bei paralleler/antiparalleler Ausrichtung der Hauptdomäne ist zunächst symmetrisch bzgl. der Energiedichte des isolierten S-Zustandes. Bei Abständen $\leq 125\text{nm}$ gilt dies nicht mehr, da hier wegen der hohen Streufelder der nächsten Nachbarn bereits eine Deformation der parallel orientierten S-Zustände einsetzt. Bei Abständen $< 60\text{ nm}$ sind schließlich die parallel orientierten S-Zustände nicht mehr stabil, da die Abschlusskappen so stark anwachsen, dass sie aufeinander treffen und eine neue Hauptdomäne bilden. Der resultierende Zustand entspricht dem aus Kapitel 3.2.1 bekannten Quasi-S-Zustand (grüne Kurve in Abb. 3.17(a)). Die an den langen Rechteckseiten entstehenden magnetischen Ladungen werden jeweils durch das nächste benachbarte Rechteck kompensiert, wodurch bei geringen Abständen eine signifikante Reduktion der Streufeldenergie erreicht werden kann. Die Ausprägung der Abschlusskappen des Quasi-S-Zustands nimmt mit abnehmendem Abstand ab und verschwindet im Grenzfall $d \rightarrow 0$ (unendlich langer Streifen) komplett. Oberhalb eines Rechteckabstands von 250 nm hingegen reicht die magnetostatische Wechselwirkung nicht mehr aus, um den Quasi-S-Zustand zu stabilisieren, sodass er kein lokales Minimum der Energielandschaft mehr darstellt. Abbildung 3.18 zeigt SEMPA-Aufnahmen von $2000 \times 1000 \times 20\text{ nm}^3$ Rechtecken mit einem Abstand von 100 nm, die zwei der zuvor diskutierten Zustandskombinationen zeigen. Es handelt sich in beiden Bildern um das selbe Rechteckfeld. In (a) weist ein Großteil der Rechtecke ein Muster aus S-Zuständen abwechselnder Ori-

3 Feldabhängige magn. Zustände in Py-Rechtecken und deren magnetostatische WW

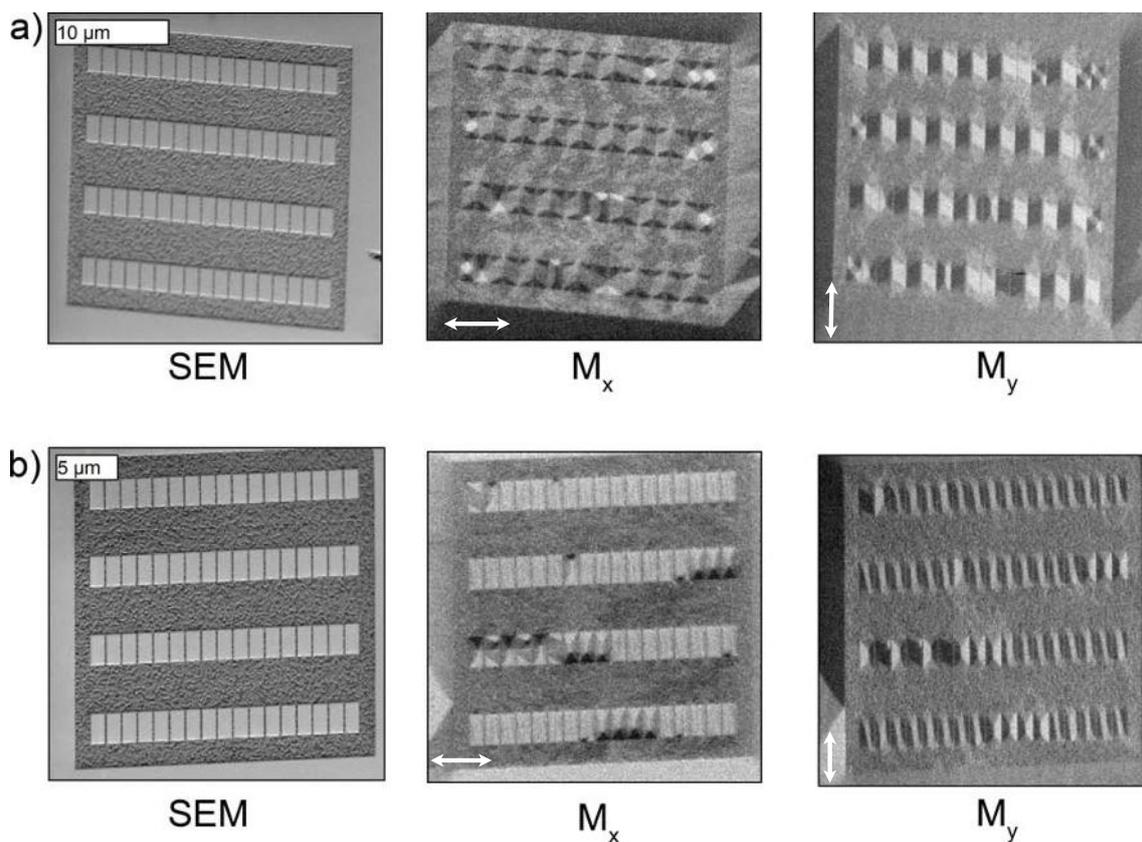


Abbildung 3.18: SEM- und SEMPA-Aufnahmen von $2000 \times 1000 \times 20 \text{ nm}^3$ großen magnetostatisch gekoppelten Permalloy-Rechtecken nach Aufmagnetisieren. Der Rechteckabstand beträgt $d = 100 \text{ nm}$. (a) Ausbildung größtenteils abwechselnd orientierter S-Zustände mit gleich ausgerichteten Abschlusskappen. (b) dominierender Quasi-S-Zustand, bei dem ein Großteil der Magnetisierung parallel zur kurzen Achse orientiert ist.

3.3 Untersuchungen der magnetostat. Wechselwirkung zw. Permalloy-Rechtecken

entierung der Hauptdomäne auf, nachdem die Rechtecke außerhalb des SEMPAs zunächst parallel zur kurzen Seite mit ca. 300 mT aufmagnetisiert wurden. Nach erneutem Aufmagnetisieren innerhalb des SEMPAs unter demselben Winkel (Feldausrichtung auf $\pm 10^\circ$ genau, $B = 50$ mT) wurden hauptsächlich Quasi-S-Zustände beobachtet. Da die Probe innerhalb des SEMPAs vor dem zweiten Aufmagnetisieren gesputtert wurde, um den Bildkontrast zu erhöhen, ist unklar, ob die beobachteten unterschiedlichen Zustände in den verschiedenen Bedingungen beim Aufmagnetisieren begründet liegen (andere Feldstärke, nicht exakt derselbe Winkel) oder ob der mit dem Sputtern verbundene geringe Abtrag der Strukturen dafür verantwortlich ist. Analog zu einem einzelnen Rechteck sind die Remanenzzustände in wechselwirkenden Rechtecken wahrscheinlich von den genauen Bedingungen beim Aufmagnetisieren abhängig, sodass auch hier eine Untersuchung der Remanenzzustände in Abhängigkeit des Feldwinkels weitere Erkenntnisse liefern würde.

Bei den flussgeschlossenen Zuständen (Zoom in Abb. 3.17(b)) ergibt sich ein ähnliches Bild wie bei den eindomänigen Zuständen. Während bei den S-Zuständen die Orientierung der Hauptdomänen die Änderung der Energiedichte bestimmt hat, ist bei den flussgeschlossenen Zuständen der Drehsinn entscheidend. So wird eine Kette aus Landau-Zuständen gleichen Drehsinns (hellblaue Kurve) bei geringer werdendem Abstand energetisch günstiger, während eine Kette mit alternierendem Drehsinn (dunkelgrüne Kurve) energetisch ungünstiger wird. Dieselbe Beobachtung lässt sich auch für die Diamant-Zustände machen. Auch hier tritt ein Energieunterschied zwischen Ketten gleichen (hellgrüne Kurve) und alternierenden Drehsinns (orangene Kurve) bei geringen Rechteckabständen auf. Dieser fällt jedoch aufgrund der schwächeren Oberflächenladungen des Diamant-Zustandes geringer aus als beim Landau-Zustand.

Die Kopplung der flussgeschlossenen Zustände ist auf die nicht verschwindenden Oberflächenladungen zurückzuführen. Die genaue Ursache des Energieunterschieds für Ketten gleichen und alternierenden Drehsinns soll hier am Beispiel des Landau-Zustands erläutert werden. Sie lassen sich aber genauso auf den Diamant-Zustand anwenden. Wie in Kap. 3.1.4.2 bereits erwähnt, konnten Hankemeier et al. zeigen, dass die Hauptdomäne des Landau-Zustandes in zwei Unterdomänen aufspaltet, deren Magnetisierung nicht mehr parallel zur langen Kante des Rechtecks verläuft [207]. Die daraus resultierenden Oberflächenladungen besitzen für die beiden Unterdomänen unterschiedliche Vorzeichen. Im Falle von Landau-Zuständen mit gleichem Drehsinn besitzen die benachbarten langen Seiten zweier Rechtecke jeweils entgegengesetzte Ladungen (auf Höhe des Vortexkerns ändert sich dabei bei beiden Kanten das Vorzeichen der Ladungen), was zu einer Reduktion der Streufeldenergie führt. Bei entgegengesetztem Drehsinn befinden sich an den benachbarten Kanten jeweils nur Ladungen mit gleichem Vorzeichen, sodass die Streufeldenergie erhöht wird.

Eine Möglichkeit für Landau-Zustände mit entgegengesetztem Drehsinn, bei geringen Rechteckabständen Energie einzusparen, besteht darin, den Vortex-Kern nicht mehr im Zentrum des Rechtecks zu positionieren. Die rote Kurve in Abb. 3.17(b) zeigt den Energiedichtegewinn, wenn der Vortexkern je nach Drehsinn nach oben oder unten verschoben wird (auf die genaue Ursache soll später eingegangen werden). Während dieser Zustand bei großen Abständen noch kein Energieminimum darstellt, ist er ab $d = 250$ nm stabil und wird schließlich ab Abständen < 125 nm sogar energie-

3 Feldabhängige magn. Zustände in Py-Rechtecken und deren magnetostatische WW

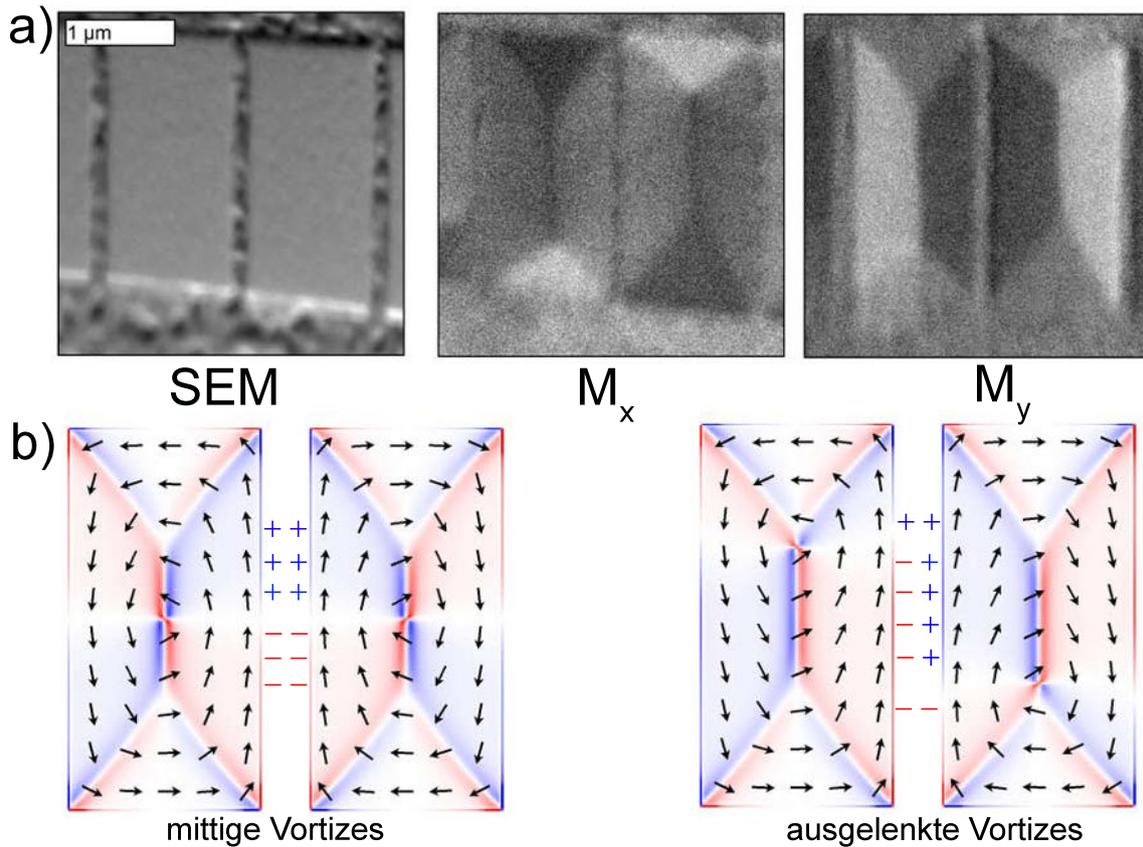


Abbildung 3.19: a) SEM und SEMPA-Aufnahmen von Landau-Zuständen mit entgegengesetztem Drehsinn, deren Vortexkerne aus der Mitte der jeweiligen Struktur ausgelenkt sind. b) Skizze der Ladungsverteilung von Landau-Zuständen mit unterschiedlichem Drehsinn für mittige und verschobenen Vortizes. Durch Auslenkung der Vortizes in entgegengesetzter Richtung entstehen an den Kanten entgegengesetzt geladene Bereiche, welche die Streufeldenergie minimieren und damit die Gesamtenergie absenken.

tisch günstiger. Dieses Verhalten steht im Gegensatz zu dem von Landau-Zuständen mit alternierendem Drehsinn, deren Vortexkern in der Mitte des Rechtecks verbleibt (grüne Kurve). Diese werden mit abnehmendem Abstand stets energetisch ungünstiger und gehen in einen labilen, metastabilen Zustand über.

Abbildung 3.19(a) zeigt dieses Verschieben der Vortexkerne bei $2000 \times 1000 \times 20 \text{ nm}^3$ großen Rechtecken mit einem Abstand von 100 nm. Die beiden Vortexkerne wurden jeweils um $(600 \pm 20) \text{ nm}$ und $(620 \pm 20) \text{ nm}$ aus der Mitte des Rechtecks ausgelenkt. Dies entspricht einer Auslenkung von $(30 \pm 1)\%$ bzw. $(31 \pm 1)\%$ bezogen auf die Gesamtgröße des Rechtecks. Die gezeigten Rechtecke waren jedoch nicht Teil einer Kette von Landau-Zuständen mit alternierendem Drehsinn, sondern traten isoliert auf und wurden von zwei eindomänigen Zuständen eingeschlossen. Die Ursache für das Verschieben der Vortexkerne liegt darin, dass sich mit dem Vortex auch die Grenze der aufgespaltenen Hauptdomäne verschiebt.

Dies soll in Abb. 3.19(b) illustriert werden. Dort sind die Oberflächen- und Volumenladungen für die zuvor betrachteten Fälle „mittige“ und „ausgelenkte“ Vortizes gezeigt, die an den benachbarten Seiten zweier Rechtecke auftreten. Befinden sich

3.3 Untersuchungen der magnetostat. Wechselwirkung zw. Permalloy-Rechtecken

die Vortexkerne in der Mitte des Rechtecks, so bilden sich aufgrund der verkippten Hauptdomänen an den benachbarten Seiten jeweils Ladungen gleichen Vorzeichens aus. Damit ist eine hohe Streufeldenergie verbunden, die umso größer ist, desto kleiner der Abstand wird. Sind die Kerne zu unterschiedlichen Seiten aus der Mitte des Rechtecks ausgelenkt, so verschiebt sich auch die Grenze zwischen den beiden Teilen der aufgespaltenen Hauptdomäne. Dadurch entsteht in der Mitte des Rechtecks ein Bereich, in dem sich Ladungen unterschiedlichen Vorzeichens an den beiden benachbarten Kanten befinden. Diese führen zu einem Kurzschluss des Streufelds und reduzieren damit die Streufeldenergie. Dieser Bereich wird umso größer, je weiter die Vortexkerne ausgelenkt werden.

Die gefundenen Werte der Verschiebung sind mit ca. 600 nm größer als simulierte Werte (455 nm für eine unendlich lange Kette aus alternierenden Landau-Zuständen und 290 nm für zwei isolierte Landau-Zustände). Das Abweichen der simulierten Vortexaslenkung von dem anhand des SEMPA-Bilds bestimmten Werts ist möglicherweise durch Pinning oder die angrenzenden S-Zustände bedingt.

Da der Einfluss des Streufelds auf die Gesamtenergie mit abnehmendem Abstand immer größer wird, begünstigt dies eine stärkere Verschiebung der Vortexkerne gegeneinander. In Abbildung 3.20 ist die anhand von Simulationen bestimmte Verschiebung der Vortexkerne aus der Rechteckmitte für verschiedene Rechteckabstände d gezeigt. Die Simulation wurde an $1000 \times 500 \times 20 \text{ nm}^3$ großen Rechtecken durchgeführt, um Rechenzeit zu sparen. Die Verschiebung des Vortex bezogen auf die Gesamtlänge des Rechtecks ist für beide Rechteckgrößen jedoch annähernd identisch. Für Abstände über 320 nm stellt eine Auslenkung der Vortizes noch kein Energieminimum dar. Der Zustand ist erst ab $d = 300 \text{ nm}$ stabil. Hier beträgt die Auslenkung aus der Rechteckmitte jedoch jeweils nur 30 nm. Bei diesem Abstand stellen die unausgelenkten Vortizes kein Energieminimum mehr dar, sondern sind nur noch ein metastabiler Zustand, der bei einer kleinen Störung das neue Energieminimum annimmt. Eine weitere Reduzierung des Elementabstands bewirkt ein annähernd lineares Wachsen der Vortexseparation. Beim geringsten simulierten Abstand von $d = 15 \text{ nm}$ beträgt sie schließlich 290 nm. Die hier gezeigten Simulationen wurden an einem perfekten Rechteck durchgeführt. Eine Simulation eines Rechtecks mit Oberflächenrauigkeit und einer am Rande reduzierten Sättigungsmagnetisierung zeigt nur eine geringe Abnahme der Verschiebung des Vortexkerns. So führt ein 25 nm breiter, rauher Rand, in dem die Sättigungsmagnetisierung kontinuierlich abnimmt bei einem Abstand $d = 125 \text{ nm}$ nur zu einer Abnahme der Vortexverschiebung um 5 nm (von 180 nm auf 175 nm).

3.3.3 Magnetowiderstands-Signaturen von Landau-Zuständen unterschiedlichen Drehsinns

In diesem Kapitel soll abschließend untersucht werden, ob sich die zuvor betrachteten Landau-Zustände mit alternierendem Drehsinn in MR-Messungen von Landau-Zuständen mit gleichem Drehsinn unterscheiden lassen. Obwohl das Auftreten einer langen Kette von Landau-Zuständen alternierenden Drehsinns nicht realistisch ist, so zeigt die SEMPA-Aufnahme in Abb. 3.19, dass schon zwei Landau-Zustände mit entgegengesetztem Drehsinn zu einer signifikanten Verschiebung der Kerne führen.

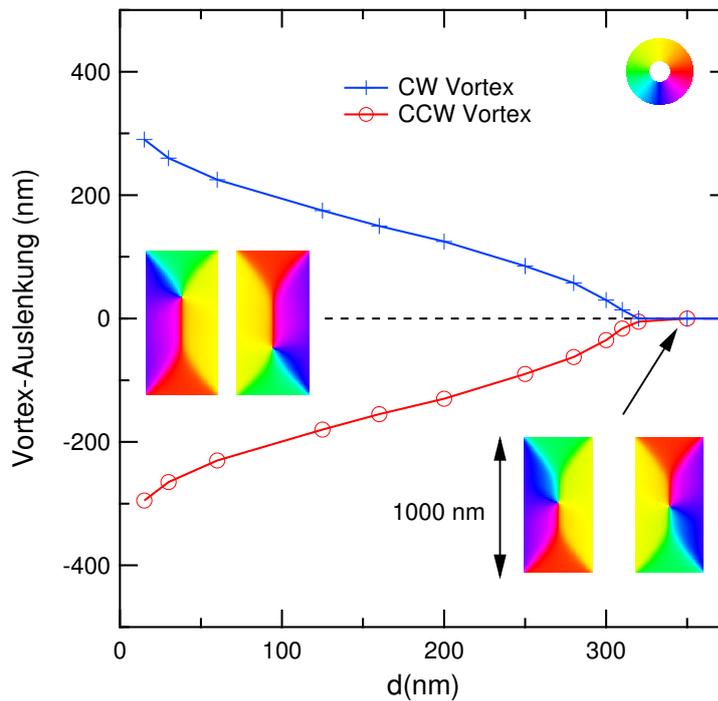


Abbildung 3.20: Vortexauslenkung zweier Landau-Zustände mit entgegengesetztem Drehsinn in Abhängigkeit des Rechteckabstands d . Die Vortexauslenkung gibt die Auslenkung parallel zur langen Rechteckseite des jeweiligen Vortex aus der Mitte des Rechtecks an. Die Simulation wurde für $1000 \times 500 \times 20 \text{ nm}^3$ große Rechtecke durchgeführt. Mit Verringerung des Rechteckabstands nimmt die Auslenkung zu, um die stärkeren Streufelder zu kompensieren.

3.3 Untersuchungen der magnetostat. Wechselwirkung zw. Permalloy-Rechtecken

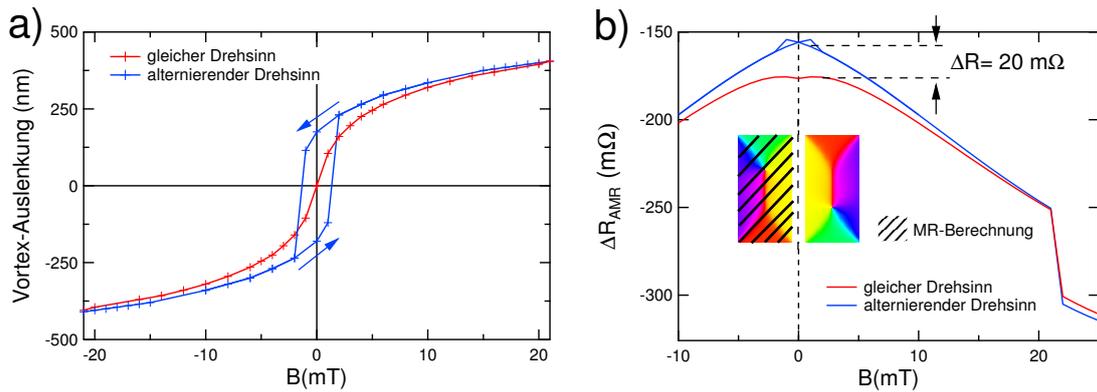


Abbildung 3.21: (a) Feldabhängige Vortexaslenkung wechselwirkender Landau-Zustände mit gleichem und alternierendem Drehsinn. Bei alternierendem Drehsinn ist aufgrund der Energiebarriere, die der unausgelenkte Zustand darstellt, ein hysteretisches Verhalten zu erkennen. (b) Simulierte MR-Kurve für den Stromfluss durch *ein* Rechteck in einer Kette aus Landau-Zuständen gleichen bzw. alternierenden Drehsinns.

Es konnte gezeigt werden, dass die Auslenkung der Vortizes gekoppelter Landau-Strukturen mit unterschiedlichem Drehsinn durch die Minimierung der Streufeldenergie getrieben wird. Der unausgelenkte Zustand stellt daher eine Energiebarriere dar, wenn die Vortizes durch ein Feld von einer Seite des Rechtecks auf die andere bewegt werden sollen.

In Abbildung 3.21(a) ist die feldabhängige Vortexaslenkung für die beiden zuvor diskutierten Fälle simuliert. In (b) sind die daraus resultierenden MR-Kurven dargestellt. Die Simulation wurde bei einem Rechteckabstand von 125 nm mit einem Feld parallel zur kurzen Achse (geringe Abweichung von der harten Achse zur Brechung der Symmetrie) durchgeführt. Die rote Kurve zeigt die Vortexaslenkung gekoppelter Rechtecke, die Landau-Zustände mit demselben Drehsinn besitzen. Hier ist die Vortexaslenkung nur durch das angelegte Feld bestimmt und zeigt ein arkustangens-förmiges Verhalten. Im Falle der Landau-Zustände mit alternierendem Drehsinn ist nur die Vortexaslenkung eines Drehsinns angegeben, da sich die Position des zweiten Vortex nur im Vorzeichen vom ersten unterscheidet.

Bei hohen negativen Feldern ähnelt das Verhalten zunächst dem gleichdrehender Vortizes. Die Vortexaslenkung nimmt jedoch mit abnehmendem Feld langsamer ab. Im Nullfeld entspricht die Auslenkung des Vortex dem in Abb. 3.20 gefundenen Wert von -180 nm bei einem Abstand von $d = 125$ nm. Zwischen 1-2 mT wechselt der Vortex abrupt die Seite, da die Zeeman-Energie ausreicht, um die Energiebarriere in der Mitte des Rechtecks zu überwinden. Anschließend wandert der Vortexkern weiter nach außen, wobei sich sein Verhalten wieder der Kette mit gleichdrehenden Landau-Zuständen annähert. Der Rückweg zeigt das selbe Verhalten, sodass sich aufgrund des asymmetrischen Kurvenverlaufs ein hysteretisches Verhalten ergibt.

In Abbildung 3.21(b) ist das simulierte MR-Verhalten eines Rechtecks für die beiden unterschiedlichen Zustandskonfigurationen gezeigt. Während die MR-Kurve der gekoppelten Landau-Zustände mit gleichem Drehsinn ein qualitativ gleiches Verhalten wie ein ungekoppeltes Rechteck mit Landau-Zustand zeigt (siehe Kap. 3.1.5), spiegelt sich das asymmetrische Verhalten bei Zuständen unterschiedlichen Drehsinns

auch in der MR-Kurve wieder. Diese ist nicht symmetrisch zum Nullfeld und zeigt weiterhin einen Widerstandsunterschied von $20 \text{ m}\Omega$ zu den Zuständen gleichen Drehsinns. Es ist fraglich, ob sich das asymmetrische Verhalten um null in einer realen Messung beobachten lässt, da es sich mit $4 \text{ m}\Omega$ am Rande der Messauflösung befindet. Jedoch sollte die Differenz von $20 \text{ m}\Omega$ im Gesamthub der Kurve unterscheidbar sein.

Bis jetzt konnte solch ein Verhalten in MR-Messungen noch nicht beobachtet werden, jedoch konnten in SEMPA-Aufnahmen von Ketten wechselwirkender Rechtecke schon drei aufeinanderfolgende Zustände mit jeweils alternierendem Drehsinn beobachtet werden. Da aufgrund der Abstandsabhängigkeit der magnetostatischen Wechselwirkung die nächsten Nachbarn den stärksten Einfluss ausüben, besteht in solch einer Konfiguration die Möglichkeit, den Einfluss der benachbarten Landau-Zustände in MR-Messungen nachzuweisen. Es wäre damit möglich, nicht nur etwas über das gemessene Teilchen selbst auszusagen, sondern auch über die mikromagnetische Konfiguration der unmittelbaren Nachbarn.

3.4 Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Kapitel wurde das magnetische Verhalten von Permalloy-Rechtecken in Remanenz und unter externen Feldern mittels SEMPA und *in situ*-MR-Messungen untersucht. Die Rechtecke wurden mittels FIB in einen Chrom-Permalloy-Film strukturiert. In diesem ist es sowohl möglich durch Abtrag des Films Bereiche zu schaffen, die elektrisch isolierend und unmagnetisch sind, als auch solche, die elektrisch leitfähig sind, aber keine langreichweitige magnetische Ordnung besitzen. Letzteres erlaubt die Herstellung von Mikrostromkreisen, in denen mithilfe des *in situ*-MR-Messplatzes das magnetische Verhalten einzelner Rechtecke studiert werden kann.

Nachdem zu Beginn des Kapitels kurz auf die Instrumentierung und die auftretenden Remanenzzustände in Permalloy-Rechtecken eingegangen wurde, wurde anschließend die Abhängigkeit der Remanenzzustände vom Winkel des externen Feldes während des Aufmagnetisierens betrachtet. Dazu wurden mehrere Felder mit Permalloy-Rechtecken strukturiert, die gegeneinander jeweils um 5° verkippt sind. Der Abstand zwischen den Rechtecken wurde dabei so groß gewählt, dass keine signifikante magnetostatische Wechselwirkung auftritt. Nach Aufmagnetisieren wurden schließlich SEMPA-Bilder der Rechteckfelder aufgenommen und die Verteilung der Zustände in diesen bestimmt. Dabei zeigte sich, dass bei einem Feld parallel zur kurzen Rechteckseite ausschließlich Landau-Zustände auftreten. Eine Abweichung von wenigen Grad reduziert den Anteil der Landau-Zustände bereits erheblich, bis bei einem Winkel von 15° nur noch eindomänige Zustände und einige wenige Diamant-Zustände existieren. Die Ausrichtung der eindomänigen Zustände ist dabei durch die Projektion des externen Feldes auf die kurze Rechteckseite bestimmt.

Diese experimentellen Befunde können verstanden werden, wenn die Energien der möglichen aufmagnetisierten Zustände in Abhängigkeit des Winkels des externen Feldes betrachtet werden. So führt die Bildung eines C-artigen aufmagnetisierten Zustandes mit antiparallelen Abschlusskappen zur Ausbildung des Landau-Zustandes, während ein S-artiger Zustand mit parallelen Kappen einen eindomänigen Zustand

in Remanenz begünstigt.

Die folgenden Magnetotransport-Untersuchungen konnten demonstrieren, dass bei Feldern mit geringem Winkel zur harten Achse ein Identifizieren der zuvor gefundenen verschiedenen Remanenzzustände möglich ist. Insbesondere gelingt aufgrund der unterschiedlichen Symmetrie der Kappen auch ein Unterscheiden zwischen C- und S-Zustand. So zeigt der C-Zustand im Gegensatz zum S-Zustand aufgrund seiner antiparallelen Orientierung der Abschlussdomänen ein symmetrisches Verhalten um 0 mT. Das gefundene MR-Verhalten lässt sich sehr gut anhand von MR-Kurven, die auf Basis von OOMMF-Simulationen erstellt wurden, beschreiben.

Durch den Vergleich von mehreren MR-Hysteresen von unterschiedlichen Rechtecken konnte weiterhin gezeigt werden, dass der Remanenzzustand im Wesentlichen durch die Mikrostruktur des Rechtecks bestimmt wird, und nur gering durch die stochastische Natur thermischer Fluktuationen der Magnetisierung beeinflusst wird. In Kapitel 3.3 wurden schließlich die Einflüsse der magnetostatischen Wechselwirkung auf die verschiedenen Remanenzzustände behandelt. Die gezeigten Untersuchungen der magnetostatischen Wechselwirkung von Landau-Zuständen wurden in Ref. [215] veröffentlicht. Des Weiteren wurden die Änderung der Energiedichte verschiedener Kombinationen von Remanenzzuständen untersucht. Hier wurde der Fokus insbesondere auf eine Anordnung von Landau-Zuständen mit alternierendem Drehsinn gelegt, die bei geringen Abständen einen Grundzustand mit verschobenen Vortizes aufweisen. Am Ende wurde betrachtet, ob eine solche Kette (oder geringe Folge) von Landau-Zuständen unterschiedlichen Drehsinns sich durch eine spezifische Signatur in MR-Messungen nachweisen lässt.

4 Entwurf und Erprobung von Komponenten eines Röntgenholographie-Mikroskops

Im Zuge der aktuellen Forschung auf dem Gebiet des Spin-Transfer-Torques oder der Bit-Patterned-Media sind Systeme mit senkrechter Magnetisierung wie z.B. Co/Pt-Multilagen wieder stärker in den Fokus gerückt.

Eine Möglichkeit, magnetische Strukturen in diesen Systemen mit einer Auflösung in der Größenordnung von 10 nm abzubilden, sind Techniken auf Basis des XMCD (**x**-ray **m**agnetic **c**ircular **d**ichroism, siehe Kapitel 4.1.1), bei der die unterschiedliche Absorption zirkular polarisierter Röntgenstrahlung ausgenutzt wird. Der große Vorteil des XMCD als Kontrastmechanismus ist, dass ein elementspezifisches Abbilden möglich ist, das auch durch externe magnetische Felder nicht beeinträchtigt wird. Dies hat dazu geführt, dass der XMCD bei vielen Röntgenmikroskopietechniken als Kontrastmechanismus zur Abbildung magnetischer Strukturen eingesetzt wird, wie z.B. beim Photoemissionselektronenmikroskop (PEEM) [217–220], Röntgentransmissionsmikroskop (TXM¹) [221–225], Rasterröntgentransmissionsmikroskop (STXM²) [226–228] oder dem Coherent Diffraction Imaging (CDI) [229–233]. Für einen Überblick über die Entwicklung der Röntgenmikroskopie sei auf die beiden Übersichtsartikel in Refs. [234, 235] verwiesen.

Eine neuere Technik auf Basis des XMCD stellt die Fourier-Transformations-Holographie (FTH) dar [236] sowie deren Weiterentwicklung zu einer vollständigen Mikroskopietechnik, der Röntgenholographie-Mikroskopie [21], kurz XHM (**x**-ray **h**olographic **m**icroscopy). Bei dieser Technik interferiert das an der Probe gestreute Röntgenlicht mit einer Referenzwelle und erzeugt auf einer CCD-Kamera ein magnetisches Hologramm. Aus diesem lässt sich durch eine einfache Fourier-Transformation ein Abbild des Domänenmusters generieren. Die Technik eignet sich besonders zur Abbildung von Systemen mit senkrechter Magnetisierung [237, 238], ist jedoch nicht auf diese beschränkt [186, 239].

Der Vorteil der Röntgenholographie-Mikroskopie gegenüber anderen Techniken wie z.B. der Röntgentransmissionsmikroskopie ist, dass sich die benötigten optischen Komponenten wesentlich einfacher herstellen lassen als die beim TXM/STXM verwendeten Zonenplatten [240–242] [243]. Auch ist die Rekonstruktion des magnetischen Abbilds einfacher als bei Techniken mit Phasenrückgewinnung wie z.B. CDI oder Ptychographie [244], die ohne Röntgenoptik auskommen, dafür jedoch die Phaseninformation durch Algorithmen iterativ berechnen müssen. Ein Überblick über

¹Transmission x-ray microscope

²Scanning transmission x-ray microscope

diese Techniken ist in Ref. [232] gegeben.

Die genannten Vorteile der XHM-Technik haben zum Aufbau eines neuen Mikroskops geführt, das für die Synchrotronstrahlungsquelle an der Beamline P04 [245] bei PETRA III konzipiert wurde. Dieses Kapitel beschäftigt sich mit den im Rahmen dieser Arbeit geleisteten Beiträgen zur Realisierung des Mikroskops.

Im ersten Kapitel 4.1 wird zunächst auf die allgemeinen Grundlagen der Röntgenholographie eingegangen. Kapitel 4.2 stellt ein Verfahren zur genauen Ausrichtung von Probe und Holographieoptik vor, das eine zuverlässigere Rekonstruktion des magnetischen Hologramms ermöglicht. Das dritte Kapitel 4.3 behandelt die Implementierung und Charakterisierung des im XHM-Experiment verwendeten Magnetsystems. Es handelt sich dabei um eine sog. magnetische Mangel, bei der das Magnetfeld mithilfe von vier rotierbaren Permanentmagneten erzeugt wird. Abschließend wird in Kapitel 4.4 eine Zusammenfassung der Ergebnisse gegeben.

4.1 Grundlagen der Röntgenholographie

Dieses Kapitel widmet sich sowohl den theoretischen als auch den experimentellen Grundlagen der Röntgenholographie. Es wird zunächst der genutzte magnetische Kontrastmechanismus des XMCD erläutert (Kap. 4.1.1) und anschließend die experimentelle Technik der **F**ourier-**T**ransformations-**H**olographie (Kap. 4.1.2), sowie deren Weiterentwicklung zu einer vollwertigen Mikroskopie-Technik (der XHM, Kap. 4.1.3) vorgestellt. Anschließend wird auf die Grundlagen der Hologrammrekonstruktion sowie die Verwendung der Wellenfeldrückpropagation eingegangen (Kap. 4.1.4).

4.1.1 Zirkularer magnetischer Röntgendichroismus

Der zirkulare magnetische Röntgendichroismus (XMCD) beschreibt die unterschiedliche Absorption von Röntgenstrahlen entgegengesetzter zirkularer Polarisation in ferromagnetischen Materialien. Die erste theoretische Vorhersage des XMCD stammte 1975 von Erskine und Stern [246], für den $3p \rightarrow 3d$ -Übergang in Nickel. Dafür gelang jedoch zunächst kein experimenteller Nachweis. 1985 sagten Thole et al. sowohl einen starken XMCD als auch XMLD (**X**-ray **M**agnetic **L**inear **D**ichroism) für den $3d \rightarrow 4f$ -Übergang in Selten-Erd-Elementen voraus [247]. Der lineare magnetische Dichroismus konnte bereits im folgenden Jahr von van der Laan et al. [248] erstmalig nachgewiesen werden. Ein weiteres Jahr später gelang es Schütz et al. den XMCD für den $1s \rightarrow 3d$ -Übergang in Eisen zu beobachten [249]. Der heutzutage für die 3d-Ferromagnete meist genutzte Übergang $2p_{3/2} \rightarrow 3d$ (die L_3 -Kante) wurde 1990 von Chen et al. das erste Mal in Nickel beobachtet [250]. Zur magnetischen Abbildung wurde der XMCD-Effekt schließlich erstmalig 1993 von Stöhr et al. [217] unter Verwendung eines Photoelektronenemissions-Mikroskops (PEEM) genutzt. Die ausführliche Geschichte des XMCD lässt sich im Übersichts-Artikel von Funk et al. [251] finden.

Von den zur magnetischen Abbildung genutzten physikalischen Effekten nimmt der XMCD eine besondere Rolle ein. Zum einen ermöglicht er das elementspezifische Abbilden und zum anderen liefert die geringen Wellenlänge der Röntgenstrahlung

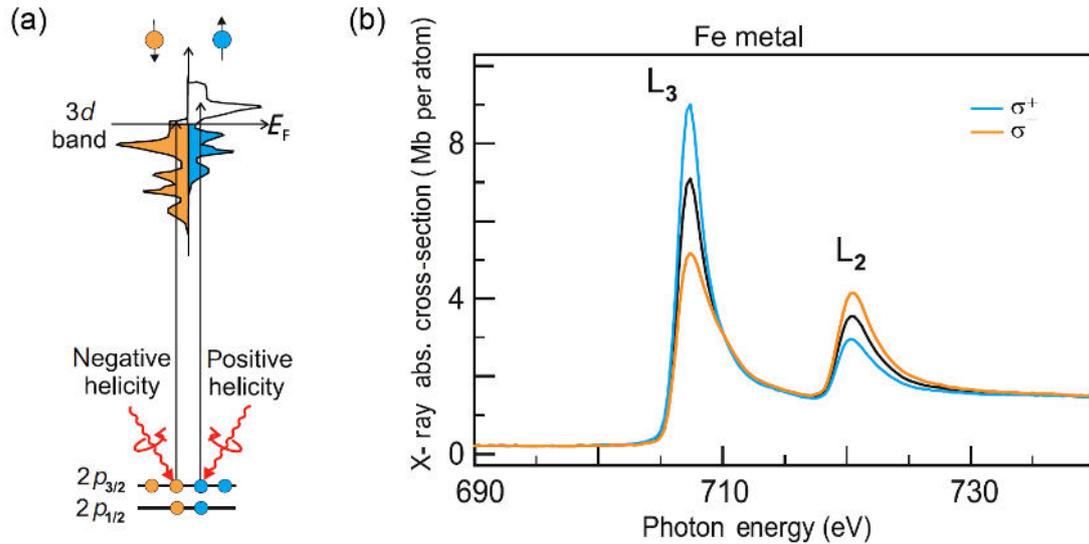


Abbildung 4.1: (a) Illustration der XMCD-Absorption an der L_3 -Kante ($2p_{3/2} \rightarrow 3d$) für unterschiedliche zirkuläre Polarisation. Aufgrund des aufgespaltenen d -Bandes und der daraus resultierenden unterschiedlichen Zustandsdichte an der Fermienergie unterscheiden sich die Absorptionen für die unterschiedlichen Helizitäten, die unterschiedlich spinpolarisierte Elektronen aus den p -Niveaus anregen. (b) Energieabhängige Röntgenabsorption an der L_2 und L_3 Kante für unterschiedliche Helizitäten am Beispiel von Eisen (gemessen von Chen et al. [252]). Aus [253].

an den genutzten Absorptionskanten eine Auflösung im nm-Bereich. Grundlegend zum Verständnis des XMCD ist Fermis „Goldene Regel“

$$\lambda_{a \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle a|V|f \rangle|^2 D(E_f). \quad (4.1)$$

Sie besagt, dass die Übergangsrate von einem Anfangszustand a zu einem Endzustand f in einem durch einen Störoperator V gestörten System von zwei Faktoren abhängt. Dies ist zum einen das Quadrat des Matrixelements des Störoperators $|\langle a|V|f \rangle|$ und zum anderen die Zustandsdichte des Endzustandes $D(E_f)$. In Abbildung 4.1(a) ist die Röntgenabsorption für die $3d$ -Übergangsmetalle schematisch dargestellt. Röntgenstrahlung positiver (negativer) Helizität hat eine höhere Wahrscheinlichkeit spin-up (spin-down) Elektronen anzuregen. Die Ursache für diese helizitätsabhängige Anregung von spin-up und spin-down Elektronen liegt in den quantenmechanischen Auswahlregeln des Übergangs. Diese liefern für die beiden möglichen Photonendrehimpulse von $q = +1$ und $q = -1$ verschiedene Übergangswahrscheinlichkeiten [253].

Diese unterschiedlichen Übergangswahrscheinlichkeiten sind jedoch nicht alleinige Ursache des XMCD. In die mit der Absorption verbundene Übergangsrate geht nach Gl. 4.1 auch die freie Zustandsdichte oberhalb der Fermi-Energie ein, welche im Falle des $3d$ -Bandes spin-aufgespalten ist und unterschiedlich viele freie Zustände für Minoritäts- und Majoritätsspins besitzt. Aus der helizitätsabhängigen Anregung sowie der spinaufgespaltenen Zustandsdichte ergeben sich unterschiedlich starke Übergangswahrscheinlichkeiten für links- und rechts-zirkular polarisiertes Licht und da-

mit unterschiedliche Absorptionskoeffizienten. Dieser Unterschied in der Absorption ist proportional zur freien Zustandsdichte oberhalb der Fermi-Energie. Letztere ist wiederum direkt mit der Magnetisierung der Probe verknüpft.

Abb. 4.1(b) zeigt die daraus resultierende unterschiedliche Absorption für positive und negative Helizität im Falle von Eisen. An der L_3 -Kante bei 706,8 eV, bei der Elektronen von $2p_{3/2}$ -Zuständen ins $3d$ -Band angeregt werden, überwiegt zunächst die Absorption für positive Helizität σ^+ , während an der L_2 -Kante bei 719,9 eV mit dem Übergang von $2p_{1/2}$ nach $3d$ die Absorption für negative Helizität σ^- dominiert. Der Energieunterschied der beiden Absorptionskanten entspricht gerade dem Energieunterschied des aufgespaltenen $2p$ -Niveaus. Es wurde hier stets davon ausgegangen, dass die Helizität der Photonen parallel (bzw. anti-parallel) zur Magnetisierung steht, da in diesem Fall der Absorptionsunterschied maximal ist.

4.1.2 Fourier-Transformations-Holographie (FTH)

Nachdem im vorherigen Kapitel mit dem XMCD der Kontrastmechanismus vorgestellt wurde, um mittels Röntgenholographie magnetische Abbildungen zu erzeugen, soll jetzt auf die zugrunde liegende Technik der Fourier-Transformations-Holographie genauer eingegangen werden. Die Holographie, bei der in Hologrammen nicht nur die Intensität des Lichts sondern auch die Phaseninformation gespeichert wird, geht auf Dennis Gábor zurück. Ihm ging es 1948 bei seinen Experimenten zunächst nicht um das Aufnehmen von dreidimensionalen Abbildungen, sondern darum, die sphärische Aberration von elektrostatischen Linsen in einem Elektronenmikroskop zu umgehen [254]. Ein Überblick über die Anfänge der Holographie und deren frühe Anwendungen ist in Ref. [255] zu finden.

Da die Holographie prinzipiell ohne die Verwendung von Linsen auskommt, ist sie besonders interessant in Verbindung mit Röntgenstrahlen. Dort ist die Verwendung klassischer Linsen aufgrund geringer Brechung und zu hoher Absorption ungeeignet. Entsprechende Röntgenoptiken wie z.B. Fresnelsche Zonenplatten, die ein Fokussieren der Strahlung mittels Beugung erlauben sind aufwendig herzustellen.

Obwohl die Verwendung von Röntgenstrahlen zur Aufnahme von Hologrammen bereits vier Jahre nach Erscheinen von Gábors ursprünglicher Arbeit [254] diskutiert wurde [256], dauerte es 17 Jahre bis die ersten Bilder von einfachen Objekten rekonstruiert werden konnten [257].

Durch die Entwicklung von neuen Röntgenquellen mit höherer Kohärenz und Leistung (Synchrotronquellen) [258, 259] erstarkte Mitte der 80er Jahre das Interesse an der Röntgenholographie. In den folgenden Jahren konnte die maximal erreichte Auflösung stetig verbessert werden [259–265]. Dass sich die Holographie auch zur Abbildung magnetischer Strukturen im nm-Bereich verwenden lässt, wurde zuerst 2004 von Eisebitt et al. [236] gezeigt. Die von ihm verwendete Methode der Fourier-Transformations-Holographie unterscheidet sich von der klassischen Garbor-Holographie (inline-Holographie) dadurch, dass keine ebene Welle als Referenzwelle verwendet wird, sondern eine sphärische Welle.

Ein Vorteil der experimentellen Realisierung von Eisebitt et al. ist, dass im Gegensatz zu früheren Röntgenholographie-Experimenten [263] auf den Einsatz von aufwendig herzustellenden Zonenplatten verzichtet werden konnte.

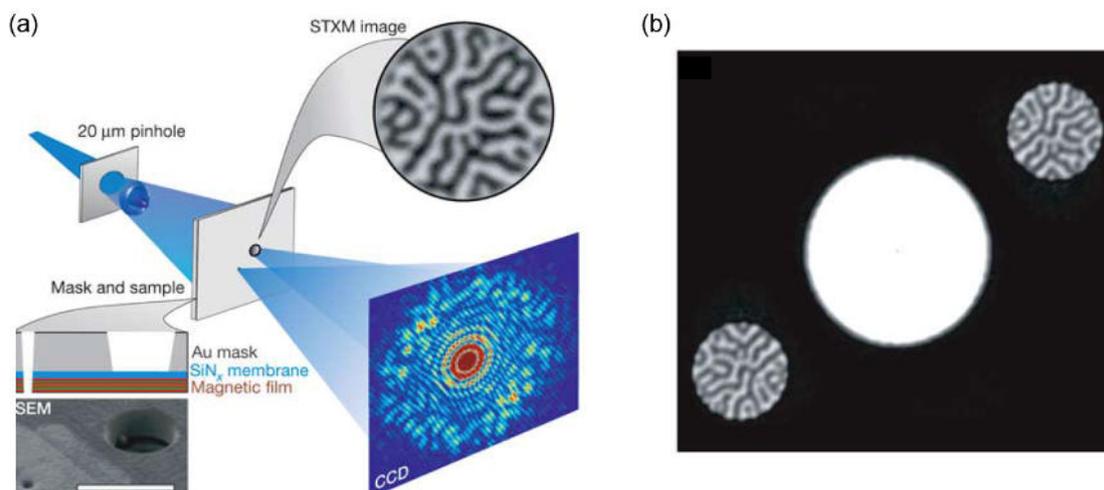


Abbildung 4.2: (a) Schematische Darstellung der FTH. Nach Passieren einer Lochblende trifft der Röntgenstrahl auf eine Si_3N_4 -Membran, welche zugleich als Optikmaske und Probe dient. Ein SEM-Bild der Membran und eine Schemazeichnung deren Aufbaus ist im Inset zu sehen. Ein Teil des Strahls passiert das Objektloch und wird an der magn. Probe gestreut, während ein anderer Teil das Referenzloch passiert und als Referenzquelle dient. Auf der CCD-Kamera entsteht durch Überlagerung der beiden Anteile das Hologramm. (b) Die mittels FFT aus dem aufgenommenen Hologramm rekonstruierte Domänenstruktur. Aus [236].

Im folgenden soll in Abbildung 4.2 zunächst gezeigt werden, wie mittels Holographie ein Abbild der magnetischen Struktur einer Probe entsteht. Mittels eines helischen Undulators [266–269] und Monochromators [270, 271] wird kohärente, zirkular polarisierte Röntgenstrahlung einer spezifischen Wellenlänge erzeugt [245], die anschließend auf eine Lochblende in der Größenordnung von $20 - 100 \mu\text{m}$ trifft. Dadurch wird ein definierter Bereich des Strahls ausgeschnitten und nochmals die Kohärenz durch Reduzierung der Quellgröße verbessert. Das nächste Objekt im Strahlengang ist eine Si_3N_4 -Membran. Die Membran selbst ist transparent für die kurzwellige Röntgenstrahlung und besitzt auf einer Seite einen Metallfilm mit einer Dicke im Mikrometerbereich (z.B. Gold). Die Schichtdicke in Verbindung mit dem Absorptionskoeffizienten des Metalls sorgen dafür, dass die Schicht für Röntgenstrahlen undurchlässig ist. Auf der anderen Seite der Membran befindet sich die zu untersuchende Probe, in diesem Beispiel ein magnetischer Film (siehe Inset Abb. 4.2(a)). In die Goldschicht werden mittels FIB (**F**ocused **I**on **B**eam) zwei Löcher strukturiert: ein breites Objektloch, bei dem das Gold bis zur Si_3N_4 -Membran abgetragen wird, sodass die Röntgenstrahlen auf die magnetische Probe treffen und an dieser gestreut werden können und ein schmales sog. Referenzloch, das zur Definition der für die Holographie benötigten Referenzwelle dient. Das am magnetischen Film gestreute Licht interferiert mit der Referenzwelle und erzeugt das Hologramm auf der CCD-Kamera. Die CCD-Kamera nimmt dabei das Amplitudenquadrat des Interferenzmusters auf. Die Phaseninformation des gestreuten Lichts ist im Interferenzmuster gespeichert und lässt sich bei Kenntnis der Position der Referenzquelle bestimmen. Um aus dem aufgenommenen Hologramm wieder ein Realraum-Bild zu erhalten,

welches das magnetische Domänenmuster zeigt, genügt eine einfache Fourier-Transformation. Ein stärkerer Kontrast bei magnetischen Proben lässt sich erzielen, wenn nicht ein einzelnes Hologramm Fourier-transformiert, sondern die Differenz der Hologramme bei positiver und negativer Helizität. Auf diese Weise hebt sich der Anteil evtl. auftretender elektronischer Streuung auf und es entsteht ein rein magnetisches Abbild mit doppeltem Kontrast.

In Abb. 4.2(b) ist das erste auf diese Weise rekonstruierte Hologramm gezeigt [236]. Es handelt sich dabei um eine $(\text{Co}_{4\text{Å}}\text{Pt}_{7\text{Å}})_{50}$ -Multilage, die bei einer Photonenenergie von 778 eV (Kobalt L_3 -Kante) mit einer Auflösung von 50 nm aufgenommen wurde. In der Mitte der Rekonstruktion ist die Autokorrelation des Objektlochs zu sehen (mehr dazu in Kap. 4.1.4). Das magnetische Abbild der Probe befindet sich in den zwei Korrelationen zwischen Objekt- und Referenzloch. Es treten bei der Fouriertransformation des Hologramms für jedes Referenzloch jeweils zwei Rekonstruktionen der Domänenstruktur auf. Diese liefern das Abbild der Domänenstruktur, sowie eine räumlich invertierte Abbildung davon. Das Domänenmuster der 1,5 μm breiten Struktur entspricht der mit einem **Scanning-Transmission-X-ray-Microscope** (STXM) angefertigten Kontrollaufnahme (Abb. 4.2(a) Inset).

Auf diese Weise lassen sich mithilfe der FTH-Technik elementspezifische, magnetische Abbildungen mit Auflösungen in der Größenordnung von 40-100 nm [236, 272–274] anfertigen. Entscheidend für die Auflösung ist u.a. der Winkelbereich, den der CCD-Sensor abdeckt, da dieser die maximal aufgenommenen Ortsfrequenzen begrenzt. Ein zweiter limitierender Faktor ist die Größe des Referenzlochs, da die davon ausgehende Referenzwelle mit der gestreuten Welle gefaltet wird [273, 275]. Damit es keinen Überlapp der magnetischen Abbildung mit der Autokorrelation des Objektlochs gibt, muss der Abstand des Referenzlochs vom Zentrum des Objektlochs mindestens das 1,5-fache des Objektlochdurchmessers betragen. Bei geringeren Abständen (zwischen Referenz und Objektloch) ist eine Rekonstruktion des magnetischen Abbildes nur mithilfe von Algorithmen zur Phasenrückgewinnung möglich [276].

Durch das Optimieren der Referenzquelle ist es möglich, Auflösung und Signal-zu-Rausch-Verhältnis weiter zu verbessern. So wird die punktförmige Referenzquelle bei der HERALDO-Technik [277, 278] (**h**olography with **e**xtended **r**eference by **a**utocorrelation **l**inear **d**ifferential **o**peration) [277, 278] durch die Kante einer ausgedehnten Struktur ersetzt. Eine weitere Möglichkeit ist das verwenden zusätzlicher Referenzquellen [279] bis hin zu einem ganzen Feld von Referenzlöchern wie im Falle der „massiven parallelen Röntgenholographie“ (massively parallel X-ray holography) [280]. Letztere Technik eignet sich aufgrund eines stark verbesserten Signal-zu-Rausch-Verhältnisses besonders für die Aufnahme von Hologrammen an Freien-Elektronen-Lasern [281] bei ultra-kurzen Belichtungszeiten in der Größenordnung von 10 fs. Eine weitere Modifikation der FTH-Technik stellt die Verwendung einer Zonenplatte zur Definition des Referenzstrahls dar, wodurch auch bei hohen Auflösungen ein Einbrechen des Signal-zu-Rausch-Verhältnisses verhindert werden kann [282].

Eine entscheidende Limitierung der Fourier-Transformations-Holographie ist das feste Gesichtsfeld, sowie der Aufwand bei der Probenpräparation, da für jede Probe eine neue Holographieoptik angefertigt werden muss. Hier ist vor allem die Herstel-

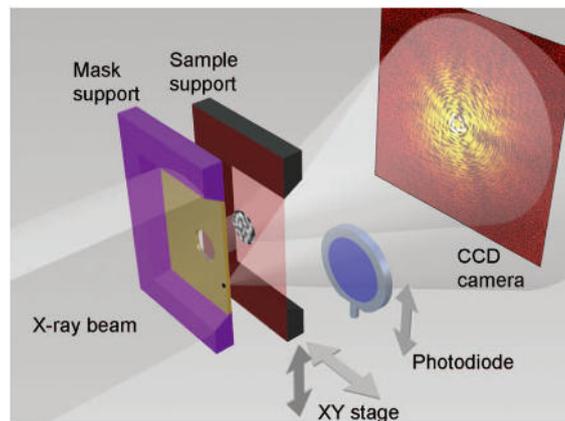


Abbildung 4.3: Prinzip der Röntgen-Holographie-Mikroskopie. Probe und Holographieoptik werden nicht mehr auf derselben Membran präpariert. Durch ein Verschieben der Holographiemembran können verschiedene Ausschnitte der Probe betrachtet werden. Aus [21].

lung des Objektlochs technisch anspruchsvoll [186, 272], da die für Röntgenstrahlen undurchsichtige Deckschicht gleichmäßig bis auf die Si_3N_4 -Membran abgetragen werden muss. Im folgenden Kapitel soll daher die Erweiterung der FTH zu einer eigenständigen Mikroskopie-Technik vorgestellt werden, die diese Schwierigkeiten vermeidet.

4.1.3 Weiterentwicklung der FTH zur XHM

Die Fourier-Transformations-Holographie bietet viele Vorteile gegenüber anderen Bildgebungstechniken, wie z.B. eine hohe räumliche Auflösung, den Verzicht auf aufwendig herzustellende Mikrozonplatten und die spezifische Element-Selektivität. Ein entscheidender Nachteil ist jedoch das feste Sichtfeld. Dadurch kann nur ein kleiner Ausschnitt der Probe beobachtet werden, der durch die Größe des Objektlochs von typischerweise $2\mu\text{m}$ gegeben ist.

Ein weiterer Nachteil ist die anspruchsvolle Probenpräparation, da die zu untersuchende Probe auf derselben Si_3N_4 -Membran wie die Optikmaske präpariert wird und ein präziser Abtrag des Objektlochs bis zur Membran anspruchsvoll ist. Dies hat weiterhin zur Folge, dass für jede zu untersuchende Probe eine eigene Optikmembran hergestellt werden muss.

Um die Einschränkungen des zur Verfügung stehenden Gesichtsfelds zu umgehen und den Aufwand bei der Probenherstellung zu reduzieren, wurde die Technik der Röntgen-Holographie-Mikroskopie (XHM) entwickelt [21]. Sie unterscheidet sich von der FTH durch eine Trennung von Holographieoptik und Probe, die zugleich die Einschränkung des begrenzten Gesichtsfelds aufhebt, als auch die Produktion der Holographieoptik selbst vereinfacht. Eine schematische Darstellung der Technik ist in Abb. 4.3 gezeigt. Die zu untersuchende Probe wird nicht mehr auf derselben Membran wie die Holographieoptik präpariert, sondern auf einer zweiten Membran. Diese Probenmembran wird dann direkt auf der Optikmembran positioniert, sodass magn. Abbildungen wie zuvor bei der FTH aufgenommen werden können. Durch

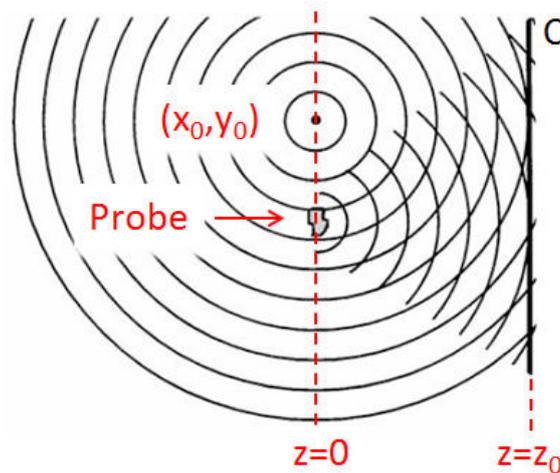


Abbildung 4.4: Prinzip der FTH. Die Probe wird von einer kohärenten Punktquelle (x_0, y_0) beleuchtet. Probe und Punktquelle befinden sich im Abstand z_0 von der Detektor-Ebene C. Das an der Probe gestreute Licht interferiert mit dem ungestreuten Licht der Punktquelle und erzeugt so ein Hologramm in der Detektor-Ebene. Aus [275].

die Separation von Probe und Holographieoptik müssen weniger Optiken präpariert werden, da diese wiederverwendbar sind und somit für mehrere Proben genutzt werden können. Des Weiteren hat sich auch die Herstellung der Optik selbst vereinfacht. Es muss bei der Objektlochstrukturierung nicht mehr wie zuvor darauf geachtet werden, dass der Abtrag bei Erreichen der Si_3N_4 -Membran gestoppt wird [186]. Stattdessen kann im Objektloch das komplette Material abgetragen werden, sodass hier auf eine exakte Bestimmung der Ionendosis verzichtet werden kann.

Neben den hier aufgeführten Vorteilen des XHMs gegenüber der FTH, gibt es eine Einschränkung bzgl. der Positionierung von Holographieoptik und Probe. Dadurch dass die beiden Elemente nicht mehr fest miteinander verbunden sind, kann es vorkommen, dass ein Spalt zwischen Optik und Probe entsteht. Dies tritt vor allem dann auf, wenn Proben- und Holographiemembran nicht parallel ausgerichtet sind. Werden die Membranen dann in Kontakt gebracht, so befindet sich die Probe nicht unmittelbar vor dem Objekt-Loch. Der Abstand ist dabei mit dem Winkel zwischen den Membranen verknüpft. Dadurch befindet sich der Ursprung der an der Probe gestreuten Welle und der Referenzwelle nicht mehr in derselben Entfernung vom Detektor. Dies kann Auswirkungen auf die Hologramm-Rekonstruktion haben, deren Details im folgenden Kapitel erläutert werden sollen.

4.1.4 Hologramm-Rekonstruktion

An dieser Stelle soll zunächst kurz auf die Grundlagen der Hologramm-Rekonstruktion bei der verwendeten Fourier-Holographie eingegangen werden. In Abb. 4.4 ist zunächst das Prinzip der Fourier-Transformations-Holographie dargestellt. Im Gegensatz zur klassischen Holographie nach Gábor [254] wird keine ebene Welle als Referenzquelle genutzt, sondern eine kohärente Punktquelle $(x_0, y_0, z = 0)$, die sich im gleichen Abstand von der Detektorebene ($z = z_0$) wie die Probe befindet. Der

Abstand der Detektorebene ist dabei so gewählt, dass sie sich im Fernfeld von Probe und Quelle befindet. Die Überlagerung des Wellenfeldes der Punktquelle mit der an der Probe gestreuten Welle ψ_S in der Detektorebene erzeugt das sog. Fourier-Hologramm. Wird die Punktquelle am Ort (x_0, y_0) durch eine Delta-Distribution angenähert, so lässt sich das Wellenfeld in der Ebene $z = 0$ nach [275] schreiben als

$$\psi(x, y, z = 0) = \delta(x - x_0, y - y_0, z = 0) + \psi_S(x, y, z = 0). \quad (4.2)$$

Das Beugungsbild $I_H(k_x, k_y)$ in der Detektorebene C entspricht der Fouriertransformierten des Amplitudenquadrats der Welle bei $z = z_0$. Da sich das Amplitudenquadrat von ψ an der Stelle z_0 nur durch transversale und multiplikative Skalierungsfaktoren von $\psi(x, y, z = 0)$ unterscheidet, gilt $\psi(x, y, z = 0) = \mathcal{D}_{z_0} \psi(x, y, z = 0) \propto \psi(x, y, z = z_0)$ (\mathcal{D}_{z_0} ist dabei der sog. Helmholtz-Propagator, der die Entwicklung der Wellenfront beschreibt. Der Einfachheit halber wird hier zunächst auf ihn verzichtet). Die Intensität in Abhängigkeit der Wellenvektorkomponenten k_x und k_y , die mit dem Streuwinkel korreliert sind, ergibt sich aus der Fourier-Transformation der Wellenfront in der Detektor-Ebene und lautet

$$\begin{aligned} I_H(k_x, k_y) &= |\mathcal{F}[\psi(x, y, z = 0)]|^2 \\ &= \frac{1}{4\pi^2} + |\mathcal{F}[\psi(x, y, z = 0)]|^2 \\ &\quad + \frac{1}{2\pi} \exp[i(k_x x_0 + k_y y_0)] \mathcal{F}[\psi(x, y, z = 0)] \\ &\quad + \frac{1}{2\pi} \exp[-i(k_x x_0 + k_y y_0)] \{\mathcal{F}[\psi(x, y, z = 0)]\}^*. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Diese winkelabhängige Intensitätsverteilung $I_H(k_x, k_y)$ wird im Experiment von einer CCD-Kamera aufgenommen. Anschließend lässt sich mit einer Inversen-Fouriertransformation wieder das Bild des Objekts rekonstruieren.

Mithilfe des Fourier-Shift-Theorems $\mathcal{F}[f(x - x_0)] = e^{-2\pi i x_0 k_x} \mathcal{F}[f(x)]$ und des Faltungstheorems $\mathcal{F}[f(x, y) * g(x, y)] = 2\pi \{\mathcal{F}[f(x, y)] \times \mathcal{F}[g(x, y)]\}$ ergibt sich für die inverse Fourier-Transformation des aufgenommenen Hologramms

$$\begin{aligned} 2\pi \mathcal{F}^{-1}[I_H(k_x, k_y)] &= \delta(x, y) + [\psi_S(x, y, z = 0) * \psi_S^*(-x, -y, z = 0)] \\ &\quad + \psi_S(x + x_0, y + y_0, z = 0) \\ &\quad + \psi_S^*(-x - x_0, -y - y_0, z = 0). \end{aligned} \quad (4.4)$$

Eine Betrachtung der einzelnen Komponenten des rekonstruierten Bildes aus Gl. 4.4 zeigt, dass der erste Term nur einen scharfen Beitrag in der Mitte des Bildes liefert. Der zweite Term befindet sich auch in der Bildmitte und stellt die Autokorrelation des abgebildeten Objekts mit sich selbst dar. Beim dritten Term handelt es sich um die rekonstruierte Wellenfront der Probe, die um den Betrag x_0 und y_0 aus der Mitte verschoben ist. Diese Verschiebung sorgt dafür, dass sich das Abbild der Probe nicht mit der Autokorrelation der Probe überlagert und so erkennbar bleibt. Beim letzten Term handelt es sich um ein Zwillingsabbild der Probe, welches aus der komplex konjugierten Wellenfunktion der Probe besteht, die um $-x_0$ und $-y_0$ verschoben ist. Wird die Referenzquelle realistisch genähert, z.B. durch eine Gaußverteilung mit der

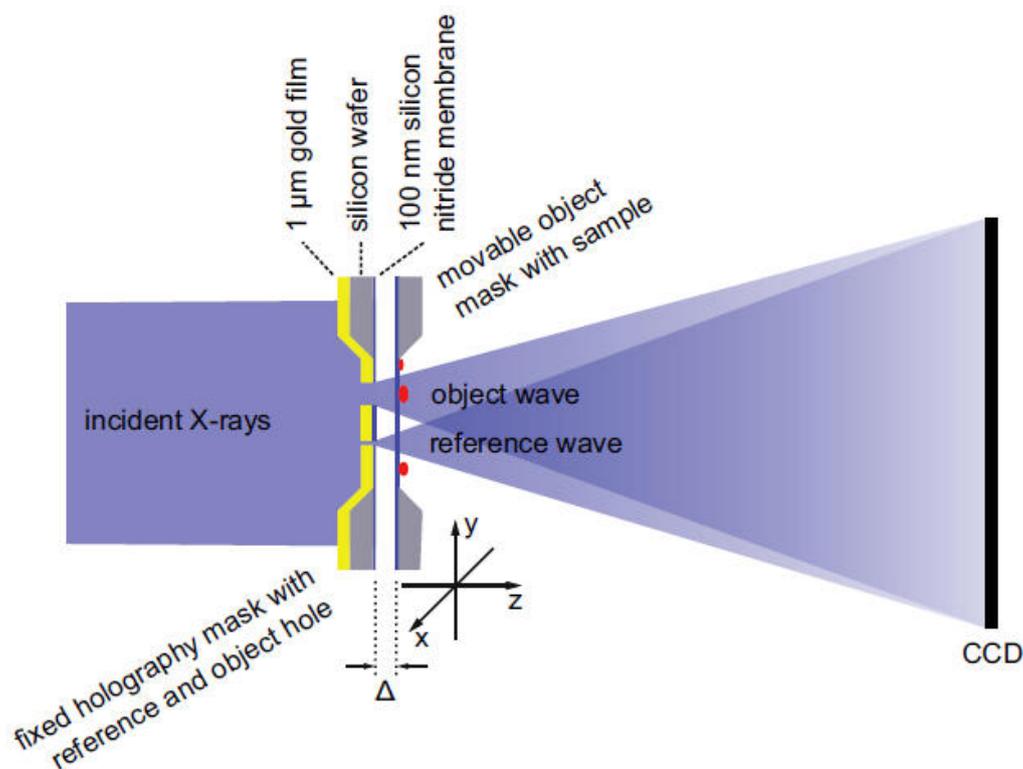


Abbildung 4.5: Geometrie des Strahlengangs im XHM. Ein möglicher Versatz Δ zwischen Optikmaske und Probenmembran kann dazu führen, dass die Rekonstruktion des Hologramms kein scharfes Bild der Probe liefert, da nicht die Wellenfront am Probenort rekonstruiert wird. Aus [283].

Breite des Referenzlochs und nicht wie hier geschehen durch eine Delta-Distribution, so liefert dies als Abbild der Probe nicht einfach die gestreute Wellenfunktion ψ_S , sondern eine Faltung von ψ_S mit der Wellenfunktion des Referenzlochs. Aufgrund dieser Faltung ist die Auflösung der Rekonstruktion direkt mit dem Durchmesser des Referenzlochs verknüpft.

4.1.4.1 Rekonstruktion mit Wellenfeld-Propagation

In der soeben vorgestellten Rekonstruktion wurde davon ausgegangen, dass Referenzquelle und Probe den gleichen Abstand zur Detektorebene haben. Dies ist bei FTH-Bildern aufgrund des Probedesigns immer gegeben. Bei Hologrammen, die mittels XHM aufgenommen werden, gilt dies nicht zwangsläufig, da sich hier zugunsten eines frei wählbaren Gesichtsfelds Optik und Probe nicht auf derselben Membran befinden (siehe Abb. 4.5). Kommt es zu einem Spalt zwischen Proben- und Optikmembran, so wird bei der zuvor vorgestellten Rekonstruktion die Wellenfront auf Höhe der Referenzquelle rekonstruiert. Beträgt der Abstand zwischen Probe und Referenzloch in z -Richtung mehr als $10 \mu\text{m}$, so liefert die Rekonstruktion bestenfalls nur ein unscharfes Bild der Probe. Bei noch größeren Abständen ist das Abbild der Probe nicht mehr zu erkennen.

Liegt die Probe bei $z = \Delta$ und die Referenzquelle bei $z = 0$, so liefert die zuvor gezeigte Rekonstruktion die Wellenfront $\psi_S(x,y,z=0)$ am Ort $z = 0$. Gesucht ist in diesem Fall jedoch die Wellenfront am Ort der Probe $\psi_S(x,y,z = \Delta)$. Das Wellenfeld muss also um den Betrag Δ propagiert werden. Dies geschieht mithilfe des sog. Helmholtz-Propagators \mathcal{D}_Δ , der hier kurz vorgestellt werden soll [284].

Zunächst wird die Propagation einer einzelnen ebenen Welle betrachtet, die eine Lösung der Helmholtz-Gleichung

$$(\nabla^2 + k^2) \psi_\omega(x,y,z) = 0, \quad k = \omega/c \quad (4.5)$$

ist. Die Helmholtzgleichung ist die zeitunabhängige Form der allgemeinen Wellengleichung. Sie lässt sich aus der Wellengleichung ableiten unter der Annahme, dass die Wellenfunktion aus einem separaten räumlichen und zeitlichen Teil besteht ($\psi(\vec{r},t) = \psi_\omega(x,y,z)T(t)$). Eine Lösung der Helmholtzgleichung sind die ebenen Wellen

$$\psi_\omega^{\text{EW}}(x,y,z) = \exp[i(k_x x + k_y y + k_z z)] \quad (4.6)$$

unter der Voraussetzung, dass

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = k^2 \quad (4.7)$$

gilt. \vec{k} gibt die Ausbreitungsrichtung der Welle an und ist über $|\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}$ mit der Wellenlänge λ verknüpft. Auflösen von Gl. 4.7 nach k_z und Einsetzen in Gl. 4.6 liefert.

$$\psi_\omega^{\text{EW}}(x,y,z) = \exp[i(k_x x + k_y y)] \exp[iz \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}] \quad (4.8)$$

Für $z = 0$ ergibt sich folgende Gleichung

$$\psi_\omega^{\text{EW}}(x,y,z=0) = \exp[i(k_x x + k_y y)] \quad (4.9)$$

Die Gleichung 4.9 für $z = 0$ lässt sich durch Multiplikation von $\exp[iz \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}]$ zu jedem beliebigen z propagieren (Gl. 4.8). Nachdem jetzt das Propagieren einer einzelnen Welle gezeigt wurde, soll als nächstes veranschaulicht werden, wie dies für eine beliebige Wellenfront gelingt. Dazu wird eine beliebige Welle ψ_ω am Ort $z = 0$ betrachtet und ausgenutzt, dass sich jede Welle als Fourier-Integral schreiben lässt:

$$\psi_\omega(x,y,z=0) = \frac{1}{2\pi} \int \int \tilde{\psi}_\omega(k_x, k_y, z=0) \exp[i(k_x x + k_y y)] dk_x dk_y \quad (4.10)$$

Um die hier gezeigte Lösung für $z = 0$ zu einem beliebigen $z = \Delta$ zu propagieren, müssen alle im Fourier-Integral enthaltenen ebenen Wellen zu $z = \Delta$ propagiert werden. Dies geschieht wie im Fall der einzelnen ebenen Welle durch Multiplikation mit $\exp[i\Delta \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}]$. Um eine beliebige Welle $\psi(x,y,z=0)$ um den Betrag Δ zu propagieren, muss sie also zunächst in ihre Fourier-Komponenten zerlegt und anschließend mit dem Faktor $\exp[iz \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2}]$ multipliziert werden. Danach lässt sich mit einer inversen Fourier-Transformation die propagierte Welle $\psi(x,y,z =$

Δ) erhalten. Der Helmholtz-Propagator hat daher die Form

$$\mathcal{D}_\Delta = \mathcal{F}^{-1} \exp \left[i\Delta \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} \right] \mathcal{F}, \quad (4.11)$$

sodass gilt

$$\psi_\omega(x, y, z = \Delta) = \mathcal{D}_\Delta \psi_\omega(x, y, z = 0). \quad (4.12)$$

An dieser Stelle soll wieder zum ursprünglichen Problem der Bildrekonstruktion bei einem Abstand von Maske und Probe zurück gekehrt werden. Wie erwähnt, befindet sich bei dem in Abb. 4.5 gezeigten Beispiel die Probe am Ort $z = \Delta$, während die Wellenfront am Ort $z = 0$ rekonstruiert wird. Diese Differenz lässt sich unter Verwendung des Helmholtzpropagators beheben. Gl. 4.4 zeigt die Rekonstruktion der Wellenfront am Ort $z = 0$ durch inverse Fourier-Transformation des Hologramms $I_H(k_x, k_y)$. Reduziert man Gl. 4.4 auf den dritten bildgebenden Term $\psi_S(x + x_0, y + y_0, z = 0) = 2\pi \mathcal{F}^{-1} [I_H(k_x, k_y)]$ und wendet den Helmholtz-Propagator darauf an, ergibt sich:

$$\begin{aligned} \psi_S(x + x_0, y + y_0, z = \Delta) &= \mathcal{D}_\Delta \psi_S(x + x_0, y + y_0, z = 0) = 2\pi \mathcal{D}_\Delta \mathcal{F}^{-1} [I_H(k_x, k_y)] \\ &= 2\pi \mathcal{F}^{-1} \exp \left[i\Delta \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} \right] \mathcal{F} \mathcal{F}^{-1} [I_H(k_x, k_y)] \\ &= 2\pi \mathcal{F}^{-1} \exp \left[i\Delta \sqrt{k^2 - k_x^2 - k_y^2} \right] I_H(k_x, k_y) \end{aligned} \quad (4.13)$$

Das aufgenommene Hologramm muss also mit dem Phasenfaktor des Helmholtz-Propagators multipliziert werden, bevor es mittels inverser Fourier-Transformation rekonstruiert wird um den Versatz zwischen Probe und Optik zu korrigieren. In den Phasenfaktor geht das Betragsquadrat des Wellenvektors \vec{k} , sowie dessen Komponenten k_x und k_y ein. Diese lassen sich für jeden CCD-Pixel anhand des Streuwinkels bestimmen. Mit dieser Methode lässt sich der durch einen Abstand zwischen Probe und Referenzquelle eingebrachte Fehler beheben. Das nächste Kapitel soll die praktische Umsetzung dieses Verfahrens zeigen.

4.1.4.2 Praktische Anwendung der Wellenfeld-Propagation

Da der potentielle Versatz Δ zwischen den beiden Membranen nicht bekannt ist, soll eine Methode vorgestellt werden, die dabei hilft, diesen zu bestimmen. Sie wurde in Kooperation mit Daniel Adams von der University of Colorado in Boulder (USA) entwickelt. Es handelt sich dabei um eine Autofokus-Funktion, die anhand der Konturschärfe den optimalen Propagationsabstand bestimmt.

Führt man eine Fourier-Transformation des rekonstruierten Abbildes bei unterschiedlichen Abständen durch, so zeichnet sich das fokussierte Bild dadurch aus, dass es mehr Anteile mit hohen Ortsfrequenzen (großem \vec{k} -Vektor) besitzt als ein defokussiertes Bild. Es werden daher Rekonstruktionen für verschiedene Abstände Δ durchgeführt und anschließend der Bereich, der das Abbild der Probe zeigt Fourier-transformiert. In diesem Fourier-transformierten Bild werden dann die hochfrequen-

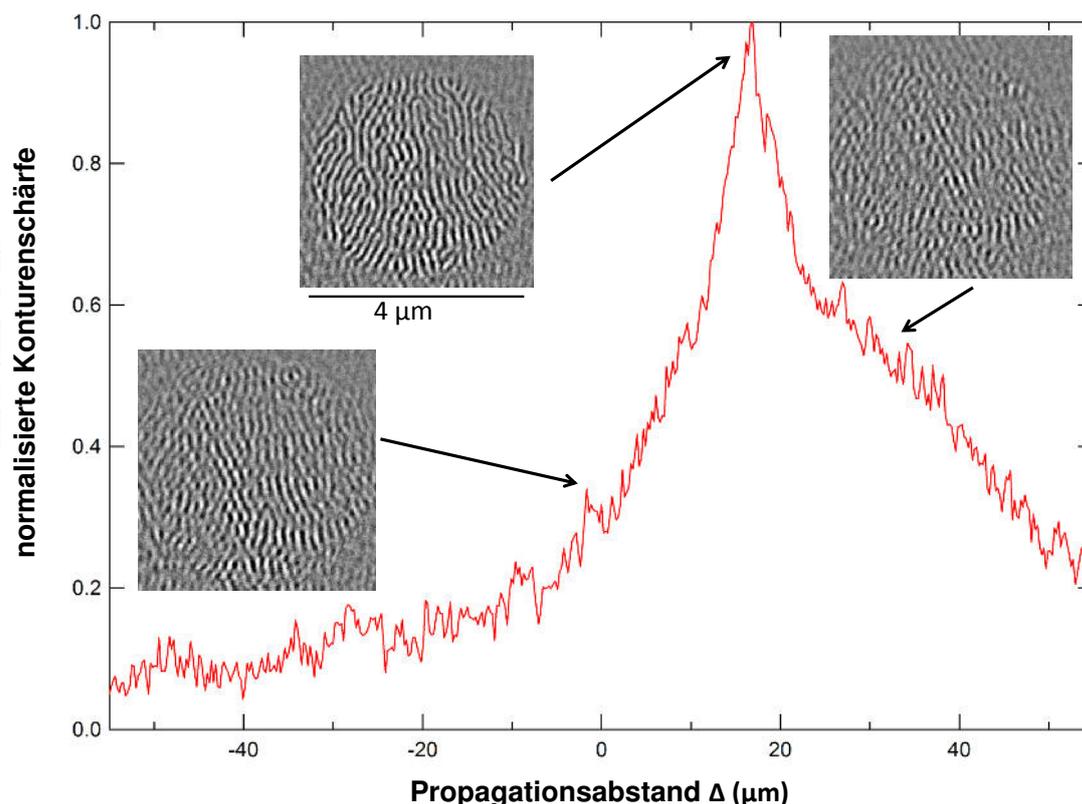


Abbildung 4.6: Normalisierte Konturschärfe der rekonstruierten Domänenstruktur für verschiedene Propagationsabstände Δ . Bei $17 \mu\text{m}$ besitzt die Rekonstruktion am meisten hochfrequente Komponenten und liefert daher das schärfste Bild. Ohne Propagation ($\Delta = 0 \mu\text{m}$) ist die Domänenstruktur kaum zu erkennen.

ten Bildanteile ab einem Schwellwert k_{\min} radial aufsummiert. Der normalisierte Wert der Summe wird anschließend gegen die verschiedenen Abstände Δ geplottet, sodass die Maxima dieses Graphen für Rekonstruktionen mit ausgeprägteren hochfrequenten Anteilen (und damit für eine hohe Konturschärfe) stehen.

In Abb. 4.6 ist ein solcher Plot sowie drei dazugehörige Rekonstruktionen für verschiedene Δ gezeigt. Die Domänenstruktur ist auf Höhe des Maximums am besten auszumachen, während sich ohne Propagation kaum Details erkennen lassen. Auf die geschilderte Weise lassen sich mithilfe der Wellenfeld-Propagation aus Hologrammen Bilder rekonstruieren, die sonst keine erkennbaren Strukturen zeigen. Ein Nachteil der Technik ist, dass es aufgrund von Artefakten zu mehreren Maxima in dem in Abb. 4.6 gezeigten Plot des hochfrequenten Anteils kommen kann. Auch ist es möglich, dass bei Proben, die ein geringes Signal liefern wie z.B. magnetische Nanodots, diese Artefakte den Plot komplett dominieren. Eine mögliche Lösung ist, die Grenze k_{\min} zu variieren, ab der die hochfrequenten Bildanteile aufsummiert werden. Zuletzt bleibt nur die Möglichkeit, den Propagatorabstand manuell zu variieren und die so generierten Rekonstruktionen auf ein Abbild der Probe hin zu durchsuchen.

Die Bestimmung des richtigen Propagationsabstandes kann somit einige Zeit in

Anspruch nehmen, was vor allem bei der parallelen Auswertung während der experimentellen Durchführung von Nachteil ist. Weiterhin hat sich gezeigt, dass auch die Qualität der Rekonstruktion abnimmt, die ein Maximum bei einem großen Abstand Δ haben. Um diesen Nachteil der Wellenfeld-Propagation zu umgehen, soll im nächsten Kapitel 4.2 ein Verfahren zur Probenausrichtung vorgestellt werden, mit dem sich der Abstand zwischen Holographiemaske und Probe minimieren lässt, sodass die Wellenfeld-Propagation gar nicht oder nur minimal benötigt wird.

4.2 Probenausrichtung mittels Kapazitätsmessung

Aufgrund der im vorherigen Kapitel genannten Aspekte ist es wünschenswert, den Abstand zwischen Probe und Holographieoptik zu minimieren, sodass eine Wellenfeld-Propagation nicht notwendig ist. Es wird daher eine Messgröße benötigt, die es erlaubt die Verkippung der Membranen mit hoher Genauigkeit zu bestimmen und zu korrigieren.

Kapazitätsmessungen haben sich als eine exzellente Methode erwiesen, mit der sich sehr genau Abstände bis in den Submikrometerbereich zwischen zwei metallischen Platten detektieren lassen [285]. Sie werden daher häufig in Druck-[286, 287] oder Beschleunigungssensoren [288–290] eingesetzt. In Ref. [291] wurde gezeigt, dass mittels Kapazitätsmessungen auch die parallele Ausrichtung zweier metallischer Platten möglich ist.

Bevor auf weitere Details eingegangen wird, soll der Aufbau des Kapitels vorgestellt werden. In Kapitel 4.2.1 wird zunächst auf die Hauptkammer des XHM-Experimentes eingegangen. Eine Abschätzung der Kapazitätsänderung zwischen den Membranen bei Annähern und Verkippen gegeneinander erfolgt in Kapitel 4.2.2. Die Realisierung der Kapazitätsmessung ist Thema von Kapitel 4.2.3. Bevor in Kapitel 4.2.5 schließlich die Ausrichtung der beiden Membranen gezeigt wird, wird in Kapitel 4.2.4 ein Verfahren vorgestellt, mit dessen Hilfe der Drehpunkt (Pivot-Punkt) der Probenbühne so gewählt werden kann, dass er sich in der Mitte der Probenmembran befindet und damit eine Rotation dieser ohne gleichzeitige Translation ermöglicht.

4.2.1 Aufbau des XHM

Nachdem die Funktionsweise der XHM in Kap. 4.1.3 behandelt wurde, sollen jetzt die für die Membranausrichtung relevanten Teile der Hauptkammer des XHMs vorgestellt werden.

In Abbildung 4.7 ist ein Bild des Aufbaus bei geöffneter Hauptkammer gezeigt. Neben der Probenbühne mit dem Probenhalter ist auch der dahinter befindliche Optikhalter zu erkennen. Auf dem Optikhalter ist die Optikmembran befestigt, auf der sich das Objektloch sowie die Referenzlöcher befinden. Der Halter besitzt ein 2 mm breites Loch in der Mitte, durch das der Röntgenstrahl auf die Optikmembran treffen kann, und ist in einem Hohlzylinder fixiert. Er kann durch Bewegen der Hauptkammer zum Strahlengang ausgerichtet werden. Da Halter und Hohlzylinder fest miteinander verschraubt sind, gibt es keinen Freiheitsgrad, um die Orientierung der Optikmembran zu variieren.

4.2 Probenausrichtung mittels Kapazitätsmessung

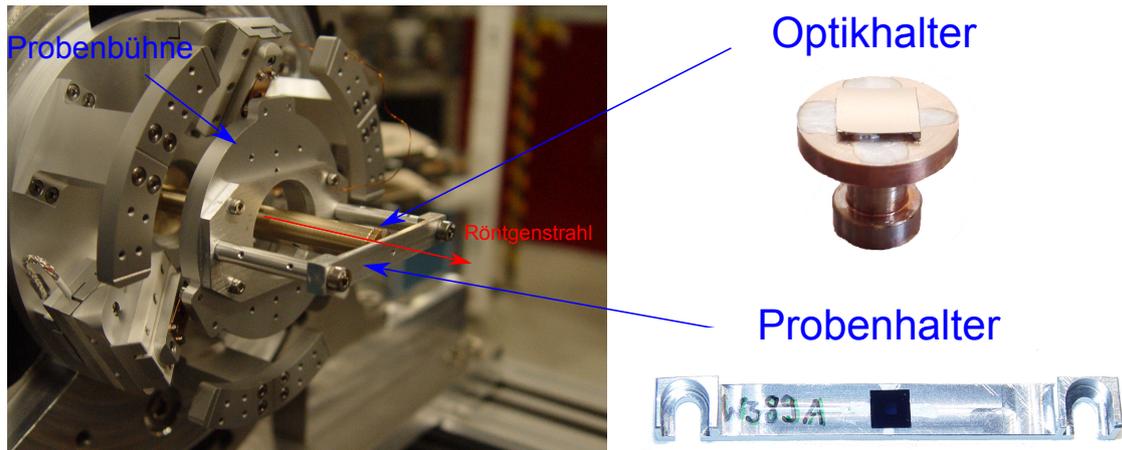


Abbildung 4.7: Blick in die Hauptkammer des XHM mit eingebautem Proben- und Optikhalter. Mithilfe der Probenbühne kann der Probenhalter samt Probenmembran beliebig hinter der Optik platziert werden um unterschiedliche Gebiete der Probe zu betrachten. In der rechten Bildhälfte sind Nahaufnahmen der beiden Halter mit den jeweiligen aufgeklebten Si_3N_4 -Membranen zu sehen.

Die Membran mit der magnetischen Probe wird auf den Probenhalter geklebt und kann mithilfe einer piezo-gesteuerten 6-Achsen-Probenbühne³ relativ zur Optikmembran positioniert werden. Das bei der Streuung des Röntgenlichts an der Probe entstehende Hologramm wird mit einer CCD-Kamera (nicht im Bild) aufgenommen. Zur Justierung des Strahlengangs besteht weiterhin die Möglichkeit, mit einer Photodiode die Intensität des transmittierten Röntgenstrahls zu messen.

Eine Möglichkeit, Optikmembran und Probe parallel auszurichten, ist mithilfe einer Lichtquelle gegeben. Dieses Verfahren ist jedoch aufgrund der eingeschränkten Zugänglichkeit in der Hauptkammer schwierig durchzuführen und kann außerdem nur bei belüfteter Hauptkammer erfolgen.

Eine präzisere Ausrichtung der beiden Membranen lässt sich mithilfe einer Kapazitätsmessung realisieren. Diese kann auch bei einer evakuierten Kammer durchgeführt werden und erlaubt daher jederzeit eine Korrektur der Membranausrichtung. Dabei wird ausgenutzt, dass die Proben- und Hologrammembran zusammen einen Plattenkondensator bilden, wenn sie jeweils leitfähige Oberflächen besitzen. Dies wird durch Aufbringen eines 10 nm dünnen Gold-Films auf den einander zugewandten Seiten der Membran gewährleistet. Die Kapazität des Kondensators ist abhängig vom Abstand der Membranen und ihrer Orientierung relativ zueinander. Im folgenden Kapitel soll daher zunächst die Größenordnungen der zu erwartenden Kapazitätsänderungen beim Kippen und Annähern der Membranen abgeschätzt werden.

³Smarpod 110.45 von SmarAct

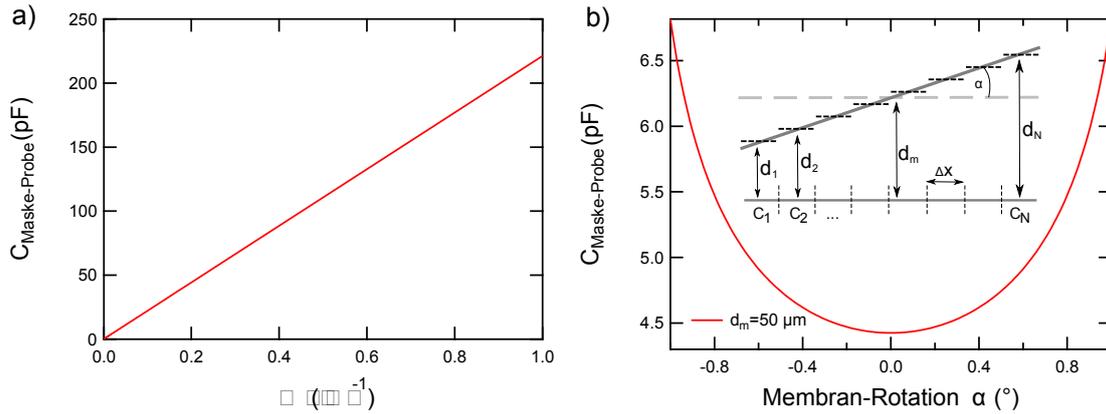


Abbildung 4.8: (a) Abhängigkeit der Kapazität vom inversen Plattenabstand. (b) Abhängigkeit der Kapazität vom Kippwinkel α bei einem Plattenabstand von $d_m = 50 \mu\text{m}$. Die Skizze im Inset soll die Herleitung für den Fall gegeneinander um den Winkel α verkippter Platten illustrieren. Die Gesamtkapazität wird als Parallelschaltung von Plattenkondensatoren mit der Fläche $\Delta x \cdot b$ und dem Abstand d_i berechnet. Bei d_m handelt es sich um den mittleren Abstand der beiden Platten.

4.2.2 Abschätzung der Kapazitätsänderung

Die mit einem Goldfilm bedampften Proben- und Hologrammembranen bilden einen Plattenkondensator dessen abstandsabhängige Kapazität durch die Gleichung

$$C(d) = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A}{d} = \frac{a}{d} \quad (4.14)$$

gegeben ist [292]. Dabei ist A die Kondensatorfläche, die der Fläche der Si_3N_4 -Membranen inkl. des Rahmens entspricht, und d der Abstand zwischen den beiden Membranen. ϵ_0 ist die elektrische Feldkonstante und ϵ_r die relative Permeabilität, für die im Vakuum (und genähert auch an Luft) $\epsilon_r = 1$ gilt. Der Term $\epsilon_0 \epsilon_r A$ kann zu der kondensatorspezifischen Konstante a zusammengefasst werden.

In Abb. 4.8(a) ist die Kapazität in Abhängigkeit des Abstandes von Optik- und Probenmembran für die verwendete Membrangröße von $A = 5 \times 5 \text{ mm}^2$ gegen den inversen Abstand dargestellt. Die maximale Kapazität im Graph von 221 pF entspricht einem Abstand von $1 \mu\text{m}$.

Relevant für das Ausrichten der Membranen ist jedoch die Größe der Kapazitätsänderung beim Verkippen. Dazu soll zunächst die Kapazität zweier Membranen mit mittlerem Abstand d_m berechnet werden, die um den Winkel α gegeneinander verkippt sind. Die Kapazität der beiden Membranen kann durch eine Parallelschaltung von N Plattenkondensatoren C_i der Fläche $\Delta A = b \cdot \Delta x$ mit Abstand d_i angenähert werden (siehe Inset Abb. 4.8(b)). Es wird angenommen, dass eine Kondensatorplatte parallel zur x-Achse orientiert ist. Für die Kapazität C in Abhängigkeit des Kippwinkels α ergibt sich dann:

$$\begin{aligned}
 C &= \sum_i C_i = \epsilon_0 \epsilon_r \sum_i \frac{\Delta A}{d_i} = \epsilon_0 \epsilon_r \sum_i \frac{b}{d_i} \Delta x \\
 &= \epsilon_0 \epsilon_r b \int_{-b/2}^{b/2} \frac{1}{d(x)} dx = \epsilon_0 \epsilon_r b \int_{-b/2}^{b/2} \frac{1}{d_m + \tan \alpha \cdot x} dx \\
 &= \epsilon_0 \epsilon_r b \left[\frac{1}{\tan \alpha} \ln (d_m + \tan \alpha \cdot x) \right]_{-b/2}^{b/2} \\
 &= \epsilon_0 \epsilon_r \frac{b}{\tan \alpha} \ln \left[\frac{d_m + \frac{b}{2} \tan \alpha}{d_m - \frac{b}{2} \tan \alpha} \right] \tag{4.15}
 \end{aligned}$$

Dabei wurde beim Übergang zum Integral der Abstand d_i der einzelnen Kondensator-Teile als x-abhängiger Abstand $d(x) = d_m + \tan \alpha \cdot x$ ausgedrückt. Nachdem jetzt die Gleichung für die Kapazität des Kondensators mit einem mittleren Plattenabstand d_m und Kippwinkel α bestimmt wurde, soll nun die Kapazitätsänderung für einen für das Experiment relevanten Fall abgeschätzt werden.

Da die Membranen nach Einbau ins Mikroskop auf den ersten Blick parallel erscheinen, sind keine großen anfänglichen Verkippungen zu erwarten. Es soll daher die Kapazitätsänderung im Fall einer Verkippung von maximal $\pm 1^\circ$ betrachtet werden. Der Abstand soll so gewählt werden, dass eine Verkippung von einem Grad nicht zu einem Aufeinandertreffen der beiden Membranen führt, welches diese möglicherweise beschädigen könnte. Der minimale Abstand Δd_{\min} , bei dem dies gewährleistet ist, ergibt sich für zwei parallele, quadratische Membranen der Breite b zu $\Delta d_{\min} = \frac{b}{2} \cdot \tan \alpha$.

Diese Abstandsänderung ist für kleine Winkel linear in α und entspricht bei einer Verkippung um 1° $43,6 \mu\text{m}$. Als Abstand in dem die Membranen um $\pm 1^\circ$ gegeneinander verkippert werden können ohne sich zu berühren, sollen daher $50 \mu\text{m}$ angenommen werden.

In Abbildung 4.8(b) ist die nach Gl. 4.15 berechnete Kapazität in Abhängigkeit des Kippwinkels bei einem Abstand von $d_m = 50 \mu\text{m}$ dargestellt. Die Kurve zeigt ein annähernd parabolisches Verhalten und besitzt die niedrigste Kapazität bei paralleler Ausrichtung der Membranen. Der maximale Kapazitätsunterschied für den hier angenommenen Fall mit $\Delta \alpha = 1^\circ$ beträgt $2,4 \text{ pF}$. Um eine Ausrichtung der Membranen auf $0,1^\circ$ zu erreichen, wird eine Auflösung der Kapazitätsmessung in der Größenordnung von 10 fF benötigt. Die Realisierung einer derart sensitiven Messung soll im nächsten Kapitel beschrieben werden.

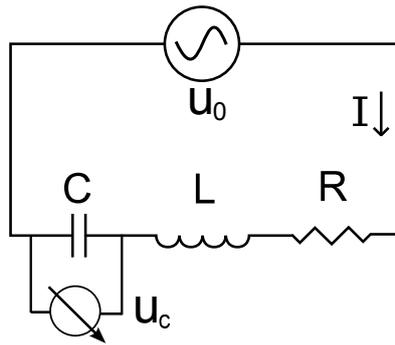


Abbildung 4.9: Schaltbild des verwendeten RLC-Kreises. Die metallisierten Membranen bilden den Kondensator C über dem die Spannung U_C mithilfe eines Lock-in-Verstärkers gemessen wird. Aus Phase- und Amplitude von U_C lässt sich die Kapazität bestimmen. Der Widerstand R ist der Ohmsche Widerstand der Zuleitungen und der Spule (Induktivität L).

4.2.3 Messung der abstandsabhängigen Kapazität des Membrankondensators

Um die zuvor abgeschätzte Auflösung von 10 fF zu erreichen, wurde sich für die Verwendung eines frequenzabhängigen Spannungsteilers entschieden. Dieser besteht aus einem RLC-Reihenschwingkreis, der mithilfe eines Lock-in-Verstärkers⁴ ausgelesen wird. Der Schwingkreis weist im Falle geringer Dämpfung (geringer Widerstand R) eine sehr scharfe Resonanz auf, die sehr sensitiv auf Änderungen der im Schwingkreis befindlichen Kapazität reagiert.

In Abbildung 4.9 ist ein Schaltbild des Schwingkreises gezeigt. Die beiden auszurichtenden Membranen, die jeweils separat kontaktiert werden, bilden den Kondensator C . Dieser ist in Reihe geschaltet mit einer Spule ($L = 10 \text{ mH}$) und einem Widerstand ($R = 17 \Omega$), der sich aus dem Ohmschen Widerstand der Spule und der Zuleitungen zusammensetzt. Das periodische Referenzsignal des Lock-in ist die Spannungsquelle U_0 des Schwingkreises, die diesen zu einer erzwungenen Schwingung anregt. Die Spannung am Kondensator U_C wird mithilfe des Lock-in gemessen und lässt die Bestimmung von C aus Amplitude und Phase zu.

Abbildung 4.10 zeigt das typische frequenzabhängige Verhalten eines RLC -Reihenschwingkreises [292], das bei einem Membranabstand von 1 mm und mit einer sinusförmigen Anregung mit einer Amplitude von $U_0 = 0,01 \text{ V}$ gemessen wurde. Die Spannungskurve besitzt eine scharfe Resonanz bei einer Frequenz von $f_0 = 60,87 \text{ kHz}$. Das gefundene frequenzabhängige Verhalten von Phase und Amplitude der Spannung am Kondensator lässt sich mithilfe des komplexen Spannungsteilers

⁴Stanford Research Systems SR830 DSP Lock-in Amplifier

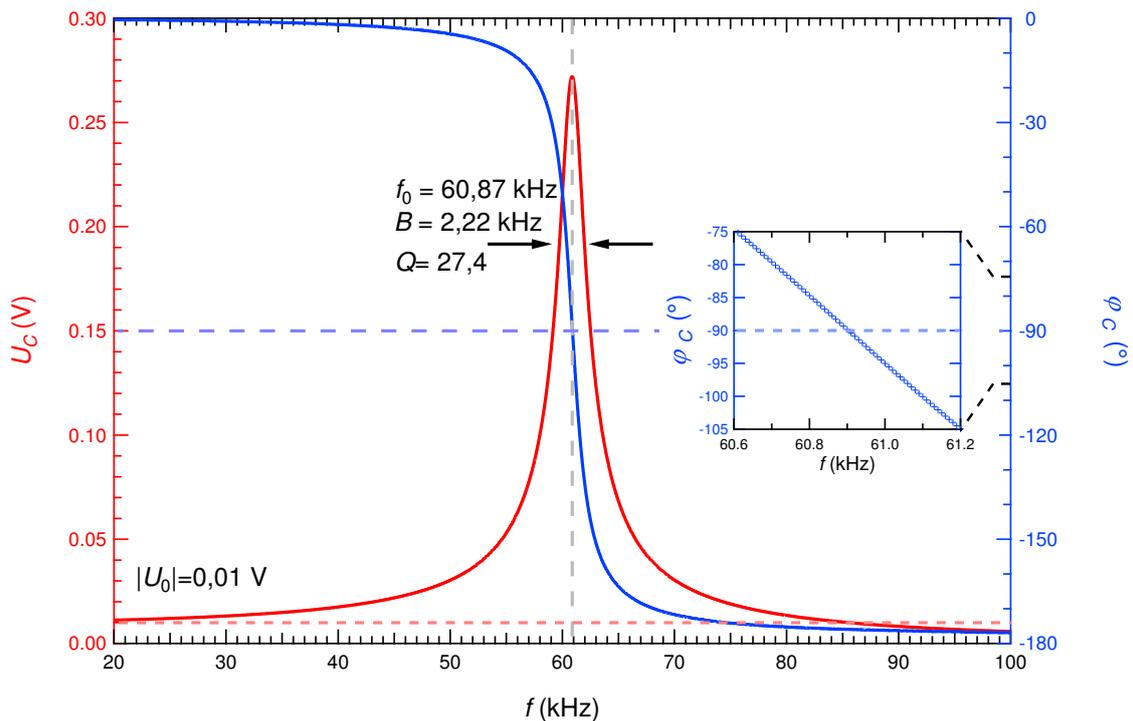


Abbildung 4.10: Frequenzabhängiges Verhalten von Amplitude U_C (rot) und Phase ϕ_C (blau) der Spannung am Kondensator. Die den Schwingkreis anregende Spannung hat eine Amplitude von 0,01 V. Bei Erreichen der Resonanz bei $f_0 = 60,9$ kHz wächst die Spannung am Kondensator auf 0,276 V an und fällt anschließend wieder ab. Während die Spannung für niedrige Frequenzen in Phase mit der Anregung ist, beträgt die der Phasenunterschied im Resonanzfall -90° . Für Frequenzen weit oberhalb der Resonanz geht sie gegen $\phi = -180^\circ$. Die Schärfe der Resonanz hängt von der Güte Q ab und bestimmt maßgeblich die Sensitivität der Kapazitätsmessung.

herleiten. Für die Spannung am Kondensator gilt [292]:

$$\begin{aligned} U_C(t) &= Z_c I(t) = \frac{Z_C}{Z_{\text{Ges}}} U_0(t) = \frac{1/(i\omega C)}{R + i(\omega L - \frac{1}{\omega C})} |U_0| e^{i(\omega t + \phi_0)} \\ &= |U_C| e^{i(\omega t + \phi_C)} \end{aligned} \quad (4.16)$$

Phase ϕ_C und Amplitude U_C ergeben sich dann zu

$$|U_C| = \frac{1/(\omega C)}{\sqrt{R^2 + (\omega L - \frac{1}{\omega C})^2}} |U_0| \quad (4.17)$$

$$\phi_C = \tan^{-1} \left(\frac{\frac{1}{\omega C} - \omega L}{R} \right) - \pi + \phi_0. \quad (4.18)$$

Die Resonanzfrequenz eines solchen RLC-Reihenschwingkreises im hier vorliegenden Fall geringer Dämpfung ergibt sich aus dem Maximum von Gl. 4.17. Sie ist gegeben durch:

$$f_0 = \frac{\omega_0}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (4.19)$$

Die maximale Amplitude hängt von der Güte Q des Schwingkreises ab. Diese ist definiert über

$$Q = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{f_0}{B} \quad (4.20)$$

Dabei entspricht $B = f_2 - f_1$ der Bandbreite, die über die Frequenzen f_1, f_2 definiert ist, bei denen die Leistung jeweils auf die Hälfte abgefallen ist.

Im Folgenden soll die Kapazität des Membranpaars für verschiedene Abstände aus der Resonanzfrequenz (Gl. 4.19) des Schwingkreises bestimmt werden. Die Resonanzfrequenz ergibt sich zum einen aus dem Maximum von $U_C(\omega)$ (Gl. 4.19) und zum anderen aus der Phasenänderung $\phi(\omega_0)$ (Gl. 4.18).

Abbildung 4.11(a) zeigt die erstgenannte Methode, bei der das Maximum der Kondensatorspannung U_C für verschiedene Abstände der Membranen bestimmt wird. Mit einer Reduktion des Membranabstandes verschiebt sich das Maximum und damit die Resonanzfrequenz zu niedrigeren Frequenzen. Beim geringsten Abstand befinden sich die beiden Membranen $1 \mu\text{m}$ vor dem elektrischen Kontakt.

Die aus den Resonanzfrequenzen anhand von Gl. 4.19 bestimmten Kapazitäten sind in Abb. 4.11(b) gegen den Abstand d_{Kontakt} aufgetragen. Bei $d_{\text{Kontakt}} = 0$ liegt ein elektrischer Kurzschluss der beiden Membranen vor. Die blaue Kurve stellt eine Anpassung an die Messpunkte nach Gl. 4.14 dar. Aufgrund der zur Kontaktierung verwendeten BNC-Kabel mit einer Eigenkapazität von 200 pF/m liegt eine parasitäre Kapazität C_0 von 683 pF vor. Der Versatz der Anpassung von $d_0 = -25,7 \mu\text{m}$ ist auf die noch vorliegende Verkippung oder auf einen vorzeitigen Kurzschluss der Membranen z.B. durch einen Kratzer zurückzuführen. Ein Kurzschluss durch einen

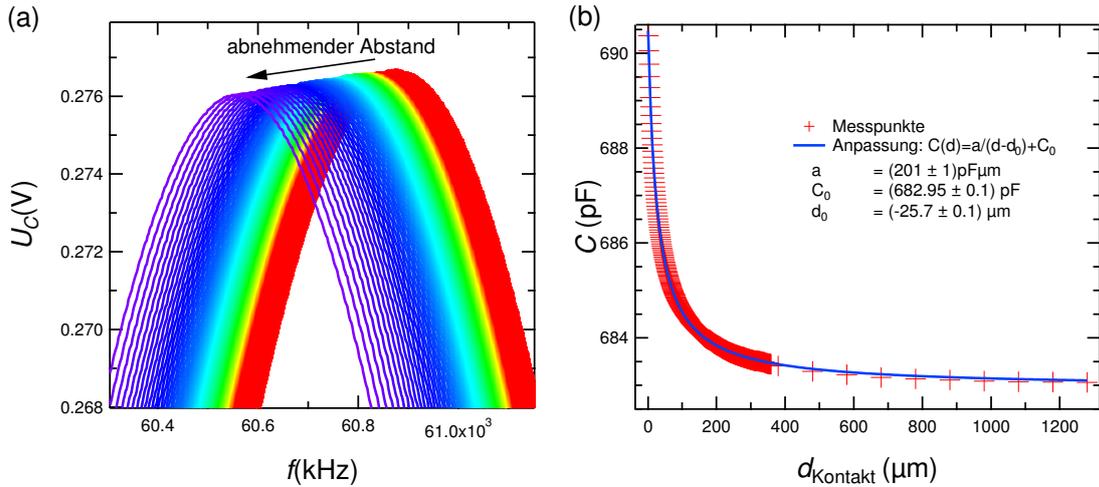


Abbildung 4.11: (a) Kondensatorspannung U_C in Abhängigkeit der Frequenz f um die Resonanzfrequenz f_0 für verschiedene Membranabstände. Mit abnehmendem Abstand verschiebt sich die Resonanzfrequenz zu niedrigeren Frequenzen. (b) Aus den Resonanzfrequenzen bestimmte Kapazität der zwei Membranen gegen den Abstand d_{Kontakt} vor dem elektrischen Kontakt ($d_{\text{Kontakt}} = 0$).

Spannungsdurchschlag kann als Ursache ausgeschlossen werden, da dieser an Luft⁵ bei der in Resonanz anliegenden Spannung von 0,247 V erst bei ca. 80 nm Abstand auftritt und damit drei Größenordnungen zu gering ist.

Die Bestimmung der Kapazität aus der Resonanzfrequenz hat jedoch einen entscheidenden Nachteil. Zur Bestimmung jedes Kapazitätswertes in Abb. 4.11(b) muss die Kondensatorspannung in einem hinreichend großen Bereich um die Resonanzfrequenz gemessen werden, damit diese anschließend bestimmt werden kann. Da nach jeder Änderung der Frequenz der Einschwingvorgang des Schwingkreises abgewartet werden muss, bevor die Spannungsmessung durchgeführt werden kann, ist diese Methode sehr zeitintensiv.

Die zweite Methode zur Bestimmung der Kapazität nutzt die Phasenänderung der Kondensatorspannung aus (siehe Gl. 4.18). Diese lässt sich in einer Taylorreihe um die Resonanzfrequenz wie folgt entwickeln.

$$\phi_C(\omega) = \tan^{-1} \left(\frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\frac{\omega R}{L}} \right) - \pi = \underbrace{\frac{2L}{R}}_m (\omega - \omega_0) + \mathcal{O}((\omega - \omega_0)^2) - \pi \quad (4.21)$$

Die Phase besitzt nahe ω_0 eine Steigung $m = \frac{2L}{R}$, welche unabhängig von der Kondensatorkapazität C ist.

Abbildung 4.12 zeigt die Phase in Abhängigkeit des Abstands zwischen den beiden Membranen. Es sind zwei Punkte d_1 und d_2 mit einem Abstand von 20 μm bzw. 1180 μm bis zum elektrischen Kontakt der Membranen markiert, für die jeweils die Abhängigkeit der Kondensatorphase von der Frequenz im Bildeinsatz dargestellt ist. Beide besitzen im Rahmen des Fehlers eine identische Steigung m um die Re-

⁵Durchschlagsfestigkeit 3,3 kV/mm [293]

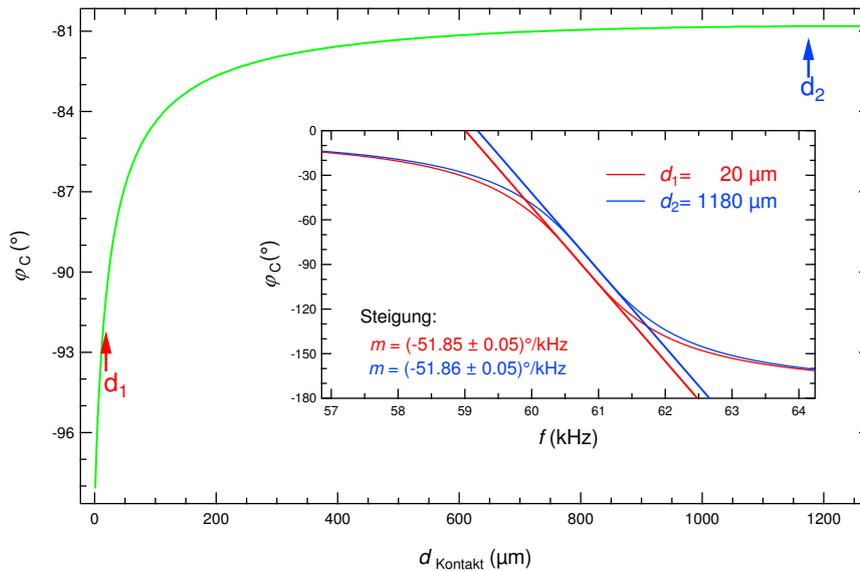


Abbildung 4.12: Kondensatorphase ϕ_C bei unterschiedlichen Abständen d_{Kontakt} . Der Bildeinsatz zeigt die Kondensatorphase in Abhängigkeit der Frequenz für die beiden Abstände d_1 und d_2 . Die beiden Anpassungen der linearen Bereiche um die Resonanzfrequenz zeigen eine identische Steigung m .

sonanzfrequenz, sodass die Näherung der Taylorreihe aus Gl. 4.21 für alle Membrananabstände gegeben ist. Bei Kenntnis der Steigung m und der Resonanzfrequenz $f_0(d_0)$ eines bestimmten Plattenabstands d_0 , lässt sich die Resonanzfrequenz für alle anderen Abstände d wie folgt berechnen:

$$f_0(d) = f_0(d_0) + \frac{1}{m}(\phi(d) - \phi(d_0)) \quad (4.22)$$

Bei fester Frequenz f lässt sich damit die Kapazität durch einmaliges Messen der Kondensatorphase ϕ_C ermitteln, was ein schnelleres Bestimmen der Kapazität ermöglicht, als das Messen der Kondensatorspannung $U_C(f)$.

Abbildung 4.13 zeigt die mithilfe der zwei vorgestellten Verfahren bestimmte Kapazität des Membrankondensators in Abhängigkeit des inversen Abstands der Platten. Zum Vergleich sind die analytisch berechneten Werte dargestellt (rote Kurve, siehe Gl. 4.14). Die beiden experimentell bestimmten Kapazitäten wurden jeweils um die durch die BNC-Kabel verursachten konstanten Beiträge korrigiert.

Die aus der Phasenänderung bestimmte Kapazität (grüne Kurve) stimmt sehr gut mit dem analytischen Plattenkondensator-Modell überein. Eine mögliche Ursache für das Abweichen der anhand des Maximums der $U_C(f)$ -Kurve bestimmten Kapazität (blaue Kurve), kann der Einschwingvorgang des Schwingkreises sein. Dieser tritt auf, da bei Änderungen der anregenden Frequenz oder der Kapazität des Schwingkreises das System nicht sofort in einen stabilen Zustand übergehen kann. Da die Länge dieses Einschwingens von der Größe der Frequenz- bzw. Kapazitätsänderung abhängt, kann es zu einem systematischen Fehler kommen.

Aufgrund der Zeitersparnis und der genaueren Übereinstimmung mit der Modell-

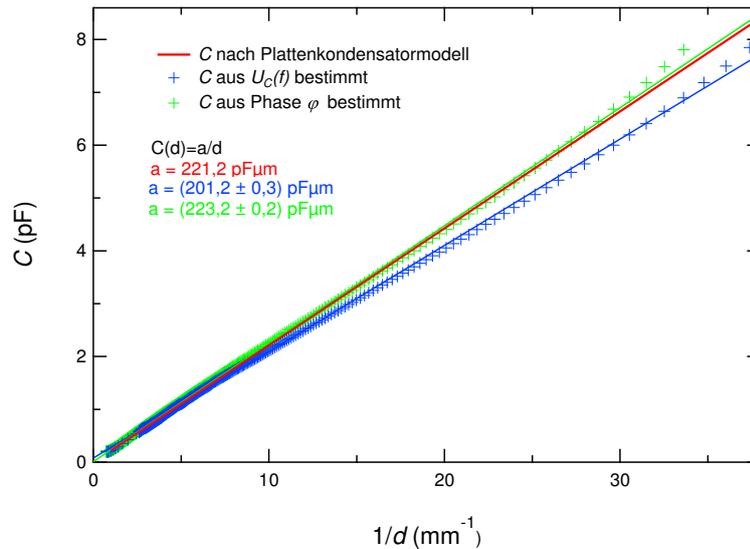


Abbildung 4.13: Auftragung der Kondensatorkapazität gegen den inversen Abstand $1/d$. Die rote Gerade stellt die nach Gl. 4.14 analytisch berechnete Kapazität dar. Die aus dem Maximum der Kondensatorspannung $U_C(f)$ (der Phase ϕ_C) bestimmte Kapazität ist in blau (grün) dargestellt. Die durchgezogene blaue und grüne Linie stellt jeweils einen Fit an die Daten dar.

rechnung wurde sich für die Bestimmung der Kapazität auf Basis der Kondensatorphase entschieden. Die Auflösung dieser Methode lässt sich mit Kenntnis der Phasenauflösung des Lock-in von $\Delta\phi_{\text{Lock-in}} = 0,006^\circ$ abschätzen. Der minimal detektierbare Kapazitätsunterschied bei einer Resonanzfrequenz $f_0 = 60,78$ kHz ist durch

$$\Delta C = C_{\phi_0 + \Delta\phi} - C_{\phi_0} = \frac{1}{(2\pi)^2 L} \left[\frac{1}{(f_0 + \frac{1}{m} \Delta\phi)^2} - \frac{1}{f_0^2} \right] = 2,6 \text{ fF} \quad (4.23)$$

gegeben. Die Auflösung der Kapazitätsmessung liegt daher unter der in Kap. 4.2.2 abgeschätzten Grenze von 10 fF, die benötigt wird, um eine Ausrichtung auf $0,1^\circ$ zu erreichen.

4.2.3.1 Möglichkeiten zur Optimierung der Kapazitätsmessung

Die Sensitivität der Kapazitätsmessung lässt sich durch verschiedene Maßnahmen weiter erhöhen, die an dieser Stelle kurz erwähnt werden sollen. Die offensichtlichste Methode besteht darin, die Phasenauflösung durch Verwendung eines besseren Lock-ins zu erhöhen. Doch auch die Modifikation des Schwingkreises birgt noch Potential. Entscheidend für die Sensitivität der Kapazitätsmessung ist die Schärfe der Resonanz des Schwingkreises, die durch die Güte Q definiert ist (siehe Gl. 4.20). Wegen der $1/R$ -Abhängigkeit der Güte wurde auf den Einbau eines Widerstands verzichtet, sodass sich der Ohmsche Widerstand des Schwingkreises nur aus den Leitungswiderständen, die an dieser Stelle vernachlässigt werden sollen, und dem Widerstand der Spule zusammensetzt. Der Spulenwiderstand hängt linear von der Windungs-

zahl und damit auch linear von der Induktivität L ab, sodass $R = R(L) = b \cdot L$ gilt. Einsetzen in Gl. 4.20 liefert:

$$Q = \frac{1}{R(L)} \sqrt{\frac{L}{C}} = \frac{1}{b\sqrt{LC}} = \frac{\omega_0}{b} \quad (4.24)$$

Ein höherer Gütefaktor Q kann somit einerseits durch ein Erhöhen der Resonanzfrequenz ω_0 (indem z.B. die parasitäre Kapazität reduziert wird) erreicht werden oder durch das Verwenden einer sog. High-Q-Spule, die einen geringen Ω/H -Wert (geringes b) aufweist. Ein Erhöhen der Resonanzfrequenz um den Faktor 1,5 auf 90 kHz (maximale Referenzfrequenz des Lock-in 100 kHz), bedingt eine Verbesserung der Kapazitätsauflösung auf 0,8 fF.

Eine weitere Option stellt die Verwendung einer kommerziellen Kapazitätsmessbrücke⁶ dar, die Auflösungen von 0,5 aF erreichen können.

4.2.4 Festlegung des Pivot-Punktes

In den beiden vorherigen Kapiteln wurde eine Methode zur Kapazitätsmessung vorgestellt, die ein paralleles Ausrichten von Optik- und Probenmembran auf $\leq 0,1^\circ$ ermöglicht.

Der Winkel zwischen den beiden Membranen lässt sich durch ein Verkippen der Probenmembran mithilfe der Smarpod-Probenbühne ändern. Da die Membran auf dem Probenhalter montiert ist und sich nicht im Zentrum des Smarpods befindet, führt ein Verkippen auch zu einer Translation der Probenmembran⁷. Diese tritt auf, da sich der Pivot-Punkt (Drehpunkt) standardmäßig im Zentrum der Probenbühne befindet (siehe Abb. 4.14(a), vergleiche Abb. 4.7). Der Smarpod erlaubt das Festlegen eines beliebigen Drehpunktes. Damit eine reine Rotation der Probenmembran erreicht wird, muss der durch den Probenhalter bedingte Versatz z_{Versatz} bestimmt werden, sodass der Drehpunkt in der Mitte der Probenmembran platziert werden kann.

Bevor der z-Versatz bestimmt wird, müssen zunächst die xy-Koordinaten des Drehpunktes (Mittelpunkt der Probenmembran) festgelegt werden. Dies geschieht, indem die durch Optik- und Probenmembran transmittierte Intensität des Röntgenstrahls mithilfe einer Photodiode gemessen wird. Die Transmission durch die Optikmembran erfolgt nur durch das Objektloch⁸, während die Probenmembran nur eine geringfügige Abschwächung des Strahls bewirkt. Durch ein Verfahren der Probenmembran in der xy-Ebene können die Koordinaten der Ränder der Membran bestimmt werden, da außerhalb der Membran die transmittierte Intensität auf null abfällt. Der Mittelpunkt der quadratischen Probenmembran lässt sich direkt aus den Koordinaten der Membranränder bestimmen.

Um den durch den Probenhalter bedingten Versatz z_{Versatz} vom Zentrum der Pro-

⁶z.B. Andeen-Hagerling AH 2500A

⁷Diese Translation führt auch zu einer Kapazitätsänderung, die dem durch die Winkeländerung hervorgerufenen Signal überlagert ist. Die niedrigste Kapazität stellt dadurch nicht mehr zwangsläufig eine parallele Membranausrichtung dar.

⁸Die Transmission durch die Referenzlöcher kann gegenüber dem Objektloch vernachlässigt werden

benbühne zu ermitteln, wird dieser zunächst grob abgeschätzt und zur Definition eines vorläufigen Drehpunktes genutzt. Die Bestimmung der Korrektur Δz für den exakten Versatz ist in Abb. 4.14(b) illustriert. Es wird zunächst das Transmissionsprofil der Membran in y-Richtung inkl. der Kanten aufgenommen (blaues Transmissionsprofil in Abb. 4.14(b), falscher Pivot-Punkt). Die Ausrichtung der Membran wurde dabei in der Skizze zur einfacheren Darstellung als parallel angenommen, was jedoch für die Bestimmung des richtigen Drehpunktes nicht relevant ist. Anschließend wird die Membran um den vorläufigen Drehpunkt um einen Winkel α_x rotiert. Liegt der Drehpunkt nicht innerhalb der Membran, so tritt bei einem erneuten Messen des Transmissionsprofils ein Versatz Δy in y-Richtung auf (rotes Transmissionsprofil in Abb. 4.14(b), falscher Pivot-Punkt). Die Korrektur Δz für den Drehpunkt lässt sich anschließend aus dem Versatz Δy und dem Drehwinkel α_x wie folgt bestimmen:

$$\Delta z = \frac{\Delta y}{\tan \alpha_x} \quad (4.25)$$

Wird die z-Koordinate des Pivot-Punktes um den mithilfe von Gl. 4.25 berechneten Wert Δz korrigiert, so zeigt die Transmission vor und nach Verkippen keinen Versatz Δy mehr (4.14(b), richtiger Pivot-Punkt). Es tritt lediglich eine Abnahme des transmittierenden Bereichs um 2ϵ auf. Da $\epsilon \propto \cos(\alpha_x)$ gilt, ist diese bei üblichen Verkippen von $\alpha_x = 1^\circ$ vernachlässigbar klein.

In Abbildung 4.14(c)/(d) wird der experimentelle Einsatz des zuvor beschriebenen Verfahrens demonstriert. Die zwei Transmissionsmessungen mit einem Winkelunterschied von $\alpha_x = 1$ zeigen einen Versatz des Membranfensters von $\Delta y = 40 \mu\text{m}$. Daraus ergibt sich eine Korrektur des Pivot-Punktes von $\Delta z = 2292 \mu\text{m}$. In Abb. 4.14(d) wurde die Transmissionsmessung mit korrigiertem Pivot-Punkt für die gleichen Kippwinkel wiederholt. Wegen der höheren lateralen Auflösung der Messung ist nur eine Kante der Membran gezeigt. Nach der Korrektur tritt noch ein Versatz von $\Delta y = 400 \text{ nm}$ auf. Dieser Versatz ist noch größer als der bei einem optimalen Drehpunkt erwartete Versatz $\epsilon = 40 \text{ nm}$. Es besteht daher die Möglichkeit die verbleibende Abweichung iterativ weiter zu minimieren.

Mit der hier vorgestellten Bestimmung des optimalen Drehpunktes ist es möglich die Translation während einer Verkippen der Membran auf unter 100 nm zu reduzieren, sodass ein zusätzlicher kapazitiver Beitrag durch die Translation vernachlässigt werden kann. Die im Beispiel verbleibende Translation von $\Delta y = 400 \text{ nm}$ bei einer Verkippen um 1° führt zu einer Abstandsänderung der Membran von $\Delta z_{\text{Membran}} = 400 \text{ nm} \cdot \tan 1^\circ = 7 \text{ nm}$. Die mit der Abstandsänderung verbundene Kapazitätsänderung entspricht bei einem Membranabstand von $50 \mu\text{m}$ $\Delta C_z = 0,6 \text{ fF}$, während die Kapazitätsänderung aufgrund der Winkeländerung $\Delta C_\alpha = 2,4 \text{ pF}$ beträgt. Das Verhältnis der winkelabhängigen zur abstandsabhängigen Kapazitätsänderung bei Verkippen um 1° beträgt in diesem Fall $\Delta C_\alpha / \Delta C_z = 4000$.

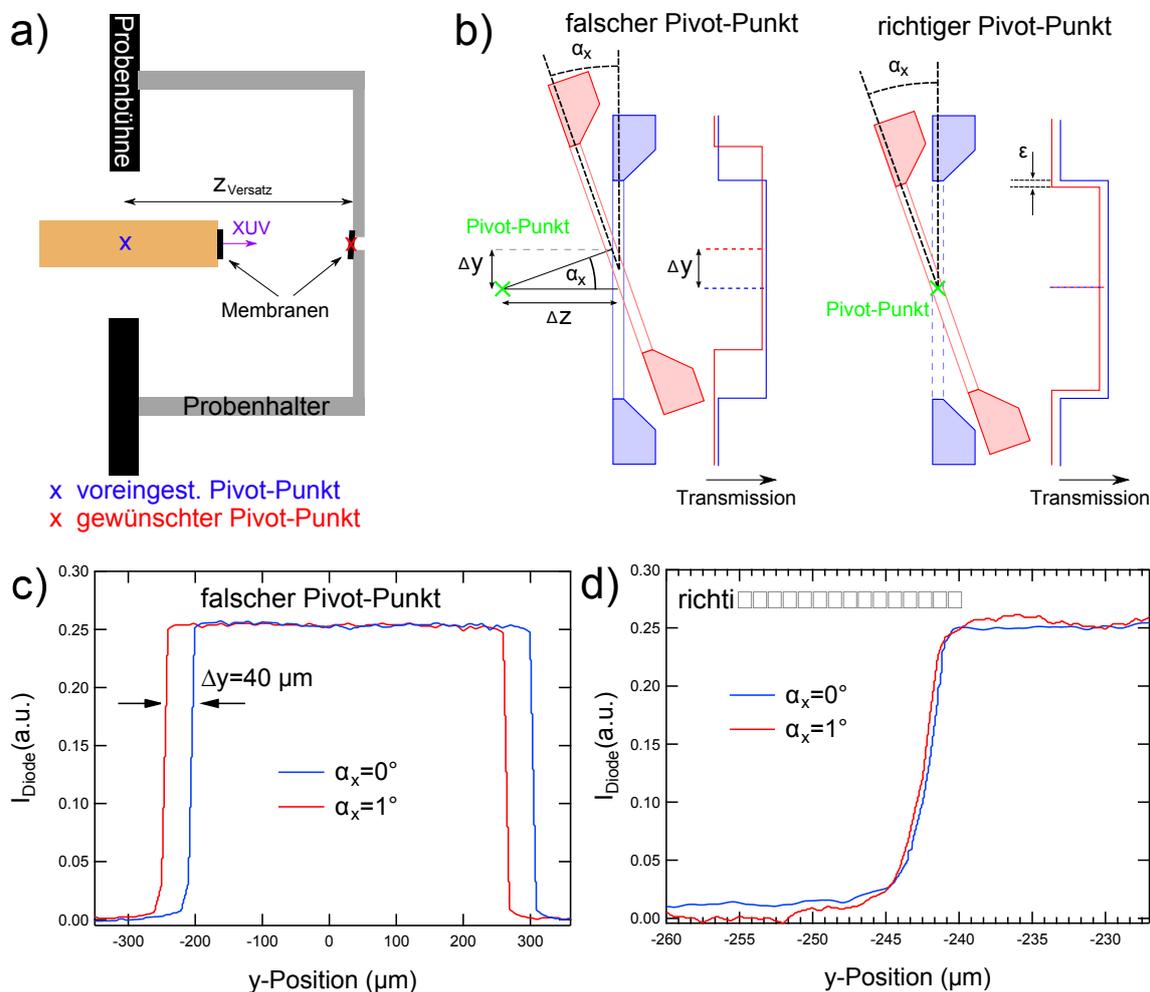


Abbildung 4.14: (a) Illustration zur Bestimmung des Pivot-Punktes. Damit eine Verkipfung der Membranen ohne Translation möglich ist, muss der durch den Probenhalter bedingte z-Versatz zwischen dem Mittelpunkt der Probenbühne und dem eigentlich Probenort bestimmt werden. (b) Bestimmung der exakten Korrektur Δz . Liegt der Drehpunkt (grünes Kreuz) um Δz außerhalb der Membran, so tritt bei einer Rotation α_x eine Translation des Transmissionsprofils der Membran um Δy auf. Befindet sich der Pivot-Punkt innerhalb der Membran so bleibt die Transmission bei einer Rotation α_x bis auf die Abnahme der Projektion um 2ϵ unverändert. (c) Experimentelle Bestimmung des Abstandes Δy um den sich die Membran bei Rotation um 1° verschiebt mithilfe von zwei Transmissionscans. Mithilfe von Δy und α_x lässt sich der Korrekturfaktor Δz für den Drehpunkt bestimmen. (d) Transmissionscans einer Membran-Kante nach Korrektur des Pivot-Punkts. Die verbleibende Translation ist unterhalb eines Mikrometers.

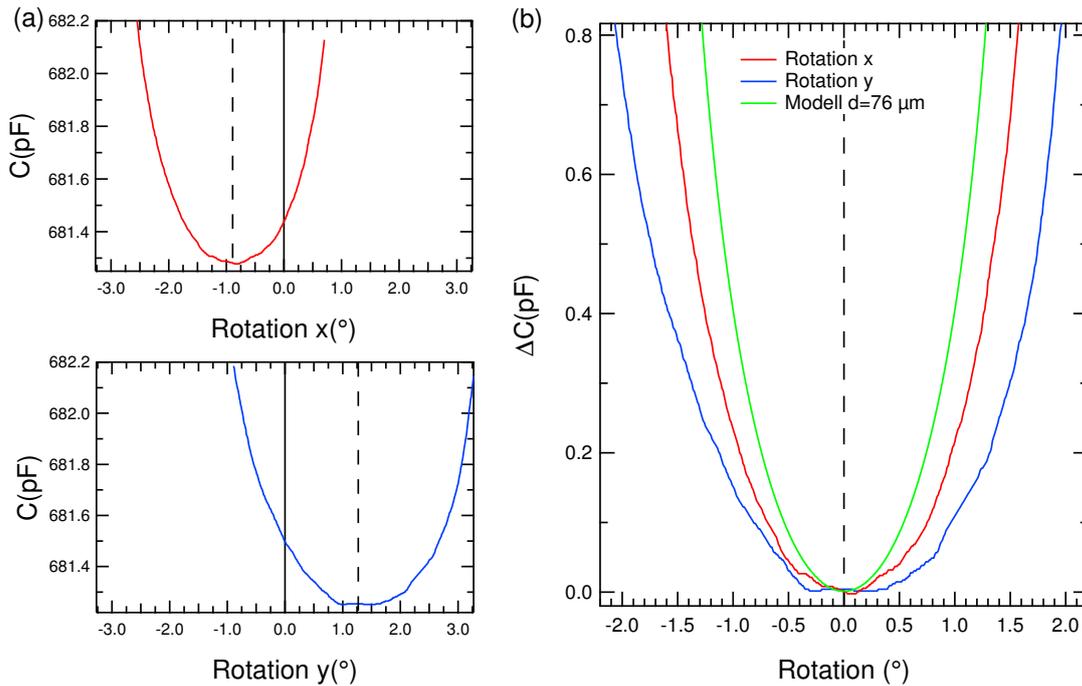


Abbildung 4.15: (a) Kapazität gegen Rotation um die durch den Pivot-Punkt führende Gerade parallel zur x - bzw. y -Achse. Das Kapazitätsminimum ist durch die gestrichelte Linie gekennzeichnet. (b) Vergleich der gemessenen rotationsabhängigen Kapazitätsänderungen mit der anhand von Gl. 4.15 berechneten. Zum besseren Vergleich wurde für die Kurven der jeweilige x - und y -Offset hinzu addiert. Der Maskenabstand der berechneten grünen Kurve beträgt $76 \mu\text{m}$, was dem experimentell bestimmten Abstand entspricht.

4.2.5 Experimentelle Realisierung der parallelen Ausrichtung des Membranpaares

Nachdem zuvor der Drehpunkt bestimmt wurde, soll in diesem Kapitel das verwendete Verfahren zur parallelen Ausrichtung der Membranen beschrieben werden. Zunächst wird durch schrittweises Annähern der Kontaktpunkt der beiden Membranen bestimmt, bei dem ein elektrischer Kurzschluss zwischen den Membranen zum Einbrechen der Spannung über dem Kondensator führt. Anschließend wurde bei einem Membranabstand von $50 \mu\text{m}$ und lateral zentrierten Membranen nach obiger Methode (Kap. 4.2.4) der optimale Drehpunkt festgelegt.

Nach diesen notwendigen Vorarbeiten wurde nun die Probe in x - und y -Richtung um den Pivot-Punkt rotiert und anhand der Kapazität die Winkel paralleler Ausrichtung bestimmt. Abb. 4.15(a) zeigt jeweils die aus der gemessenen Phasenverschiebung bestimmte Kapazität für eine Rotation um die durch den Drehpunkt laufende x - bzw. y -Achse. Für die x -Rotation liegt das Kapazitätsminimum bei $-0,89^\circ$ und für die y -Rotation bei $1,27^\circ$. Der Kippwinkel der Rotationsachse, die nicht variiert wird, entspricht dabei jeweils dem minimalen Kapazitätswert der Achse, d.h. während der x -Rotation beträgt die y -Verkipfung $1,27^\circ$ und bei der y -Rotation $-0,89^\circ$. Nach Einstellen dieser Winkel lassen sich die Membranen um $21 \mu\text{m}$ weiter aufeinander zu bewegen, bevor der elektrische Kontakt auftritt.

Anschließend sollen die gemessenen winkelabhängigen Kapazitäten mit der theoretischen Vorhersage auf Basis der in Kap. 4.2.2 hergeleiteten Gleichung 4.15 verglichen werden. Der benötigte mittlere Abstand $d_m = 76 \mu\text{m}$ der beiden Membranen ergibt sich als Differenz aus den $50 \mu\text{m}$ Abstand zum elektrischen Kontakt und dem Fitparameter $d_0 = -26 \mu\text{m}$ aus Abb. 4.11(b), der die Distanz zwischen dem elektrischen Kontakt und dem Punkt beschreibt, an dem die Kapazität unendlich groß wird. In Abb. 4.15(b) werden die winkelabhängigen Kapazitäten mit der aus dem Plattenkondensator-Modell bestimmten Kapazität verglichen. Dazu wurde der jeweilige Winkelversatz abgezogen, sodass die Kurven im Ursprung zusammenfallen. Die gemessenen winkelabhängigen Kapazitäten stimmen in erster Näherung gut mit dem Modell überein. Die Krümmungen der beiden Rotationen weichen geringfügig voneinander ab, was möglicherweise auf eine nicht exakt quadratische Fläche des Plattenkondensators zurückzuführen ist. Diese würde sich in Gl. 4.15 durch ein unterschiedlichen Faktor b für die x- bzw. y-Rotation bemerkbar machen.

4.2.5.1 Auswirkung der Membranausrichtung auf die Hologrammrekonstruktion

Nachdem zuvor die Methode zur parallelen Ausrichtung der Membranen vorgestellt wurde, sollen jetzt Hologrammrekonstruktion vor und nach dem Ausrichten verglichen werden. In Abb. 4.16 sind jeweils die unpropagierten Bilder vor und nach der Membranausrichtung gezeigt. In beiden Fällen wurden die Bilder aufgenommen, nachdem die Membranen in elektrischen Kontakt gebracht worden sind. Vor der Ausrichtung führt der Winkel zwischen den beiden Membranen zu einem Abstand von Objektloch und Probenmembran, sodass das Maximum des hochfrequenten Bildanteils bei einem Propagationsabstand von $\Delta = 17 \mu\text{m}$ (Maximum der roten Kurve) liegt.

Nachdem die Prozedur zur Ausrichtung der Probenmembran durchgeführt und die Masken erneut in Kontakt gebracht wurden, zeigt das erneut aufgenommene Hologramm ein Maximum der Konturschärfe bei $\Delta = 1 \mu\text{m}$ (blaue Kurve). Hier liefert auch eine Fourier-Transformation ohne Propagation ein eindeutiges Bild der Domänenstruktur. Der Verzicht auf das Propagationsverfahren liefert vor allem bei Proben mit geringem Kontrast oder besonders kleinen Strukturen (z.B. magnetischen Nanopunkten) einen Vorteil, da bei derartigen Strukturen kein eindeutiges Maximum in der Konturschärfe auftritt.

Es konnte gezeigt werden, dass mithilfe von Kapazitätsmessungen ein genaues Ausrichten von Proben- und Optikmembran möglich ist, wodurch eine Limitierung der XHM-Technik, nämlich der oft notwendige Einsatz der Wellenfeldpropagation, umgangen werden kann.

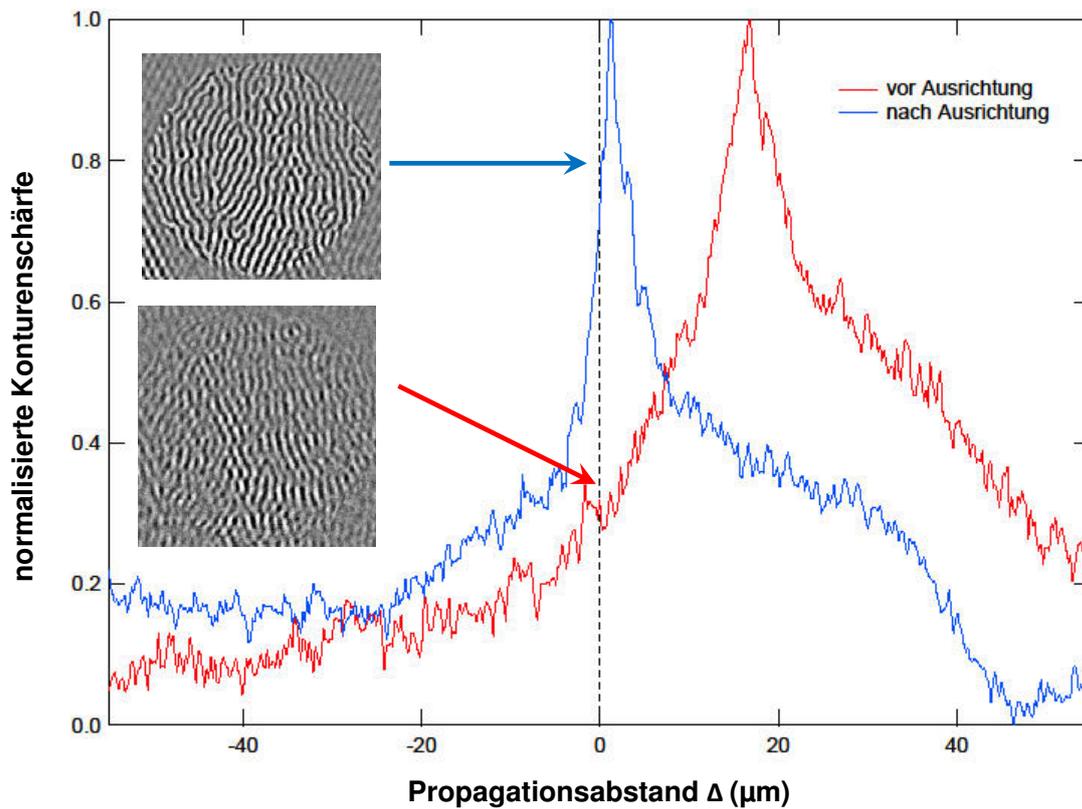


Abbildung 4.16: Konturschärfe in Abhängigkeit des Propagationsabstandes Δ . Die Rekonstruktionen zeigen die Struktur jeweils ohne Propagation ($\Delta = 0 \mu\text{m}$). Nach Ausrichten der beiden Membranen ist ein Propagieren nicht zwingend erforderlich, da das Maximum der Konturschärfe bei $\Delta = 1 \mu\text{m}$ liegt und damit auch im unpropagierten Bild die Domänenstruktur deutlich zu erkennen ist.

4.3 Magnetsystem des XHM-Experiments

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit dem Design sowie der Implementierung und Charakterisierung des im XHM verwendeten Magnetsystems. Das XHM-Experiment stellt dabei eine Reihe von Anforderungen an das Magnetsystem. Es muss einerseits vakuumtauglich und andererseits aufgrund der begrenzten Größe der Hauptkammer möglichst kompakt sein. Zugleich muss es einen schnellen Probenwechsel ermöglichen.

Eine weitere Anforderung aus physikalischer Sicht ist, dass sowohl das Applizieren eines Feldes in der Probenebene sowie senkrecht zu dieser möglich ist. Da Systeme auf Basis von Multipol-Elektromagneten [294, 295] meist keinen guten Zugang zur Probe erlauben, wurde auf ein auf Permanentmagneten basierendes System zurückgegriffen, die sog. „magnetische Mangel“ [296]. Diese generiert das Feld durch eine Anordnung von ferromagnetischen Zylindern, die sich frei rotieren lassen und so das Einstellen von verschiedenen Magnetfeldkonfigurationen und Feldstärken erlauben. Eine Analyse verschiedener Geometrien zur Anordnung der Zylinder ist in Refs. [297, 298] aufgeführt. Die Vorteile, die solch ein System auf Basis von Permanentmagneten bietet, haben zu einem vielfältigen Einsatz der Technik geführt [296, 299–302].

In Kapitel 4.3.1 wird zunächst die Umsetzung einer solchen magnetischen Mangel für das XHM gezeigt. Anschließend wird in Kapitel 4.3.2 im Rahmen eines Dipol-Modells beschrieben, wie sich durch individuelles Rotieren der Magnete unterschiedliche Feldkonfigurationen realisieren lassen. Die Vorhersagen des Modells werden in Kapitel 4.3.3 mit einer FEM-Simulation des Magnetsystems verglichen, um mögliche Abweichungen aufgrund der zuvor gemachten Näherungen zu identifizieren. Im Anschluss wird in Kapitel 4.3.4 eine Methode zur Kalibrierung des Magnetsystems vorgestellt, mit der es sich in einen definierten Anfangszustand versetzen lässt. Von diesem Zustand ausgehend können verschiedene Sequenzen von Magnetfeldern erzeugt werden, deren Realisierung in Kap 4.3.5 gezeigt wird. In Kapitel 4.3.6 wird die Ortsabhängigkeit des Feldes um den Probenort diskutiert, bevor abschließend in Kapitel 4.3.7 der Einsatz des Magnetsystems bei ersten XHM-Aufnahmen vorgestellt wird.

4.3.1 Prinzip und Aufbau einer magnetischen Mangel

Bei der Umsetzung der magnetischen Mangel wurde sich am Design von Nolle et al. [300] orientiert, welches unter ähnlichen Bedingungen in einem STXM genutzt wird. Eine Schemazeichnung und ein Foto des Magnetsystems, wie es in der Hauptkammer des XHM eingebaut ist, ist in Abb. 4.17 dargestellt. Das Magnetfeld am Probenort wird von vier quadratisch angeordneten, zylindrischen Permanentmagneten aus NeFeB erzeugt, deren Felder sich am Probenort überlagern. Die Membran mit der Probe befindet sich im Zentrum des Quadrats, das eine Seitenlänge von 2,6 cm besitzt. Die vier diametral magnetisierten Zylinder können mithilfe von Schrittmotoren individuell rotiert werden und erzeugen jeweils ein Feld, das durch einen Dipol angenähert werden kann. Durch Rotation der einzelnen Magnete lässt sich der Magnetfeldvektor am Probenort verändern.

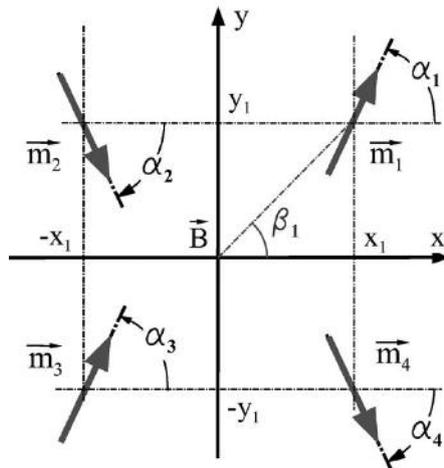


Abbildung 4.18: Skizzierung des Dipol-Modells. α_i bezeichnet den Winkel des Dipols zur x-Achse, während (R, β_i) die Position des Dipols in Polarkoordinaten angibt. Der Probenort entspricht dem Koordinatenursprung. Aus [303].

bildet. Um das Ummagnetisierungsverhalten solcher Proben zu untersuchen, ist es relevant, eine Feldschleife zu generieren, die ausschließlich eine Komponente parallel zur Probennormalen besitzt. Eine mögliche Methode dazu soll auf Basis der Arbeit von Gilbert et al. [303] vorgestellt werden.

Werden die ferromagnetischen Zylinder durch punktförmige Dipole genähert, so lässt sich die x- und y-Komponente des Dipolfeldes am Ursprung (dem Probenort) unter Verwendung von Polarkoordinaten wie folgt ausdrücken (siehe Abb. 4.18):

$$B_x = \frac{c}{R^3} 2 \cos(\alpha - \beta) \cos \beta + \frac{c}{R^3} \sin(\alpha - \beta) \sin \beta \quad (4.26)$$

$$B_y = \frac{c}{R^3} 2 \cos(\alpha - \beta) \sin \beta - \frac{c}{R^3} \sin(\alpha - \beta) \cos \beta \quad (4.27)$$

Dabei ist $c = m/4\pi$ mit dem Dipolmoment m . Die Position des Dipols in Polarkoordinaten ist (R, β) und α steht für den Winkel des Dipols zur x-Achse. Da das magnetische Moment senkrecht zur Zylinderachse steht, besitzt es keine z-Komponente. Alle generierten Felder besitzen daher einen Feldvektor in der xy-Ebene senkrecht zu den Zylinderachsen.

Das Feld am Ort der Probe lässt sich als Superposition der vier einzelnen Dipolfelder schreiben. Da sich die Probe in der Mitte des durch die vier Dipole aufgespannten Quadrates befindet, ergeben sich für den Probenort die Winkel β_i zu $\beta_1 = \pi/4, \beta_2 = 3\pi/4, \beta_3 = 5\pi/4$ und $\beta_4 = 7\pi/4$. Das gesamte Feld am Probenort ist somit

$$\vec{B} = \sum_{i=1}^4 \vec{B}_i = \sum_{i=1}^4 \begin{pmatrix} B_{xi} \\ B_{yi} \end{pmatrix} = \frac{c}{2R^3} \begin{pmatrix} 3 \sin \alpha_1 + \cos \alpha_1 - 3 \sin \alpha_2 + \cos \alpha_2 \\ 3 \cos \alpha_1 + \sin \alpha_1 - 3 \cos \alpha_2 + \sin \alpha_2 \\ + 3 \sin \alpha_3 + \cos \alpha_3 - 3 \sin \alpha_4 + \cos \alpha_4 \\ + 3 \cos \alpha_3 + \sin \alpha_3 - 3 \cos \alpha_4 + \sin \alpha_4 \end{pmatrix}. \quad (4.28)$$

Befindet sich die Probe in der yz-Ebene, so besitzt ein Feld senkrecht zur Probenebene nur eine x-Komponente. Ein Verschwinden der y-Komponente ist durch die passende Wahl der Winkel α_{1-4} möglich. Eine von mehreren Lösung ist

$$\alpha_2 = -\alpha_1, \quad \alpha_3 = \alpha_1, \quad \alpha_4 = -\alpha_1. \quad (4.29)$$

Diese Wahl der Winkel führt dazu, dass aus Symmetriegründen die y-Komponenten der Dipole \vec{m}_1 und \vec{m}_3 , sowie \vec{m}_2 und \vec{m}_4 identisch sind (siehe Abb. 4.18). Da weiterhin die y-Komponenten von \vec{m}_1 und \vec{m}_3 betragsmäßig genauso groß sind wie die von \vec{m}_2 und \vec{m}_4 , jedoch ein umgekehrtes Vorzeichen besitzen, heben sich die Komponenten aller vier Magnete zu null auf. Dies lässt sich durch Einsetzen der Bedingungen aus Gl. 4.29 in die Gleichung für die y-Komponente (Gl. 4.27) zeigen:

$$\begin{aligned} B_y &= \frac{c}{2R^3} (3 \cos \alpha_1 + \sin \alpha_1 - 3 \cos \alpha_2 + \sin \alpha_2 + 3 \cos \alpha_3 + \sin \alpha_3 - 3 \cos \alpha_4 + \sin \alpha_4) \\ &\stackrel{\text{Gl.4.29}}{=} \frac{c}{2R^3} (6 \cos \alpha_1 + 2 \sin \alpha_1 - 6 \cos \alpha_1 - 2 \sin \alpha_1) = 0 \end{aligned}$$

Die zugehörige x-Komponente lässt sich mit den Winkelbedingungen aus Gl. 4.29 wie folgt schreiben.

$$\begin{aligned} B_x &= \sum_{i=1}^4 B_{xi} = \frac{c}{2R^3} (3 \sin \alpha_1 + \cos \alpha_1 - 3 \sin \alpha_2 + \cos \alpha_2 \\ &\quad + 3 \sin \alpha_3 + \cos \alpha_3 - 3 \sin \alpha_4 + \cos \alpha_4) \\ &\stackrel{\text{Gl.4.29}}{=} 2 \frac{c}{R^3} (3 \sin \alpha_1 + \cos \alpha_1) \\ &= 2\sqrt{10} \frac{c}{R^3} \cos(\alpha_1 - \epsilon) \end{aligned} \quad (4.30)$$

Dabei ist $\epsilon = \arctan 3 = 71,6^\circ$. Die x-Komponente hängt nur noch von einem Winkel ab, die anderen sind über die Beziehungen in Gl. 4.29 festgelegt. Daher soll fortan der Index weggelassen werden, sodass mit $\alpha = \alpha_1$ eine Drehung der Magnete unter Berücksichtigung der oben genannten Beziehungen gemeint ist.

Kontinuierliches Drehen aller Magnete um den Winkel α beginnend mit $\alpha = 0$ liefert nach Gl. 4.30 einen kosinusförmigen Feldverlauf, der senkrecht zur Probe (yz-Ebene) orientiert ist und eine maximale Amplitude von $A = 2\sqrt{10}c/R^3$ besitzt. Durch Rotieren aller Magnete um 90° lässt sich eine Feldschleife in der Probenebene realisieren.

4.3.2.2 Erzeugen eines rotierenden Feldes senkrecht zur Zylinderachse

Eine weitere wünschenswerte Eigenschaft ist die Erzeugung eines konstanten Magnetfelds, das unter einem beliebigen Winkel in der xy-Ebene orientiert ist. Eine Möglichkeit ein rotierendes Feld zu realisieren, wäre die Verwendung eines zusätzlichen Motors, der das gesamte Magnetsystem rotieren lässt. Auf diese Weise müßte nur ein vertikales Feld beliebiger Stärke, wie in Kap. 4.3.2.1 beschrieben, generiert werden, das dann mithilfe des Motors um 360° rotiert werden kann. Da der hierfür erforderliche zusätzliche Motor das Magnetsystem weiter vergrößern würde, wurde

sich dafür entschieden, das Feld mit den vier vorhandenen Magneten zu generieren. Die dabei genutzte Methode wird in Ref. [303] beschrieben.

Die zu Grunde liegende Idee ist, dass jeweils zwei Magnete eine Komponente des Feldes generieren. Dies hat zur Folge, dass die maximale Feldstärke gegenüber dem reinen vertikalen Feld nur die Hälfte betragen kann. Es werden jeweils zwei benachbarte Magnete zur Erzeugung einer Feldkomponente eingesetzt, da dies eine höhere Feldstärke liefert als die Verwendung zweier Magnete auf der Diagonalen [303]. Zunächst sollen die beiden Felder der ersten beiden Magnete \vec{m}_1 und \vec{m}_2 betrachtet werden. Diese sind gegeben durch

$$\vec{B}_1 + \vec{B}_2 = \frac{c}{2R^3} \begin{pmatrix} 3 \sin \alpha_1 + \cos \alpha_1 - 3 \sin \alpha_2 + \cos \alpha_2 \\ 3 \cos \alpha_1 + \sin \alpha_1 - 3 \cos \alpha_2 + \sin \alpha_2 \end{pmatrix}. \quad (4.31)$$

Um ein rein vertikales Feld (nur y-Komponente) zu erhalten, müssen die Winkel α_1 und α_2 die Relation $\alpha_2 = \pi - \alpha_1$ befolgen. Das Feld der Magnete \vec{m}_3 und \vec{m}_4 setzt sich wie folgt zusammen

$$\vec{B}_3 + \vec{B}_4 = \frac{c}{2R^3} \begin{pmatrix} 3 \sin \alpha_3 + \cos \alpha_3 - 3 \sin \alpha_4 + \cos \alpha_4 \\ 3 \cos \alpha_3 + \sin \alpha_3 - 3 \cos \alpha_4 + \sin \alpha_4 \end{pmatrix} \quad (4.32)$$

Hier entsteht ein rein horizontales Feld (nur x-Komponente) durch die Relation $\alpha_4 = -\alpha_3$. Das gesamte Feld am Probenort ergibt sich dann zu

$$\vec{B} = \sum_{i=1}^4 \vec{B}_i = \frac{c}{2R^3} \begin{pmatrix} 3 \sin \alpha_3 + \cos \alpha_3 \\ 3 \cos \alpha_1 + \sin \alpha_1 \end{pmatrix}. \quad (4.33)$$

Unter Verwendung der Randbedingung $|\vec{B}|^2 = \text{const.}$, die für ein rotierendes Feld gelten muss, lassen sich α_1 und α_3 als Funktion des Feldwinkels γ wie folgt schreiben:

$$\alpha_1 = \arcsin \left(\frac{|\vec{B}|R^3}{\sqrt{10}c} \sin \gamma \right) + \epsilon \quad (4.34)$$

und

$$\alpha_3 = \arccos \left(\frac{|\vec{B}|R^3}{\sqrt{10}c} \cos \gamma \right) - \epsilon \quad (4.35)$$

Die Winkel α_2 und α_4 sind über die zuvor genannten Relationen mit α_1 und α_3 verknüpft. Die Definition von ϵ entspricht der des vorherigen Kapitels. Es fällt auf, dass hier die Winkel der Magnete von der Feldstärke $|\vec{B}|$ abhängen. Da die x- und y-Komponente jeweils nur von zwei Magneten generiert werden, ist das maximale Feld $B_{\text{rot max}} = \sqrt{10}c/R^3$ nur halb so groß, wie das nur eine Komponente besitzende Feld aus Kap. 4.3.2.1. Das Generieren von höheren Feldern ist bei einer Einschränkung des Winkelbereichs möglich [303].

Für den Fall des maximalen Feldes $B_{\text{rot max}}$ werden die Relationen für die Winkel α_i

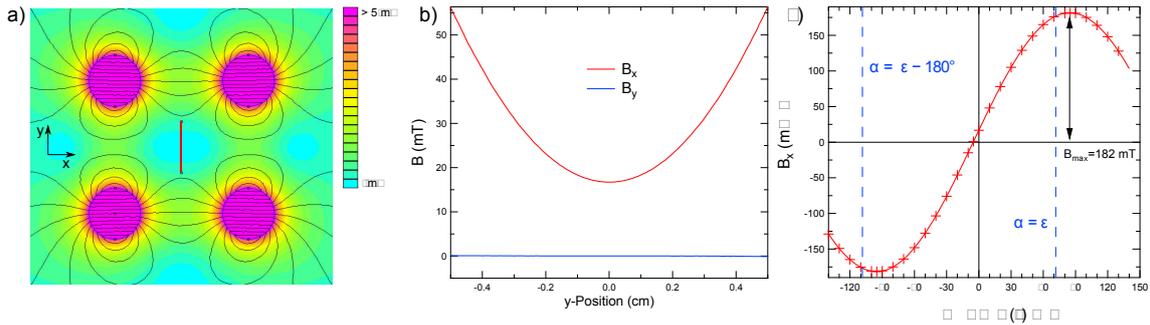


Abbildung 4.19: (a) FEM-Simulation des durch die zylindrischen Magnete generierten Feldes bei einer Ausrichtung der Magnetisierung parallel zur x-Achse ($\alpha = 0^\circ$). (b) Liniensprofil entlang der roten Geraden in (a). (c) Feldstärke im Zentrum gegen den Winkel α . Analog zum Dipol-Modell beschreibt der Feldverlauf eine Sinus-Kurve. Das Maximum stimmt jedoch nicht mit dem des Dipol-Modells ($\epsilon = 71,6^\circ$, gestrichelte blaue Linien) überein, sondern liegt bei $84,7^\circ$.

besonders einfach, da dann der Vorfaktor des Kosinus 1 ist:

$$\begin{aligned}\alpha_1 &= \gamma + \epsilon \\ \alpha_2 &= \pi - \alpha_1 \\ \alpha_3 &= \gamma - \epsilon \\ \alpha_4 &= -\alpha_3\end{aligned}$$

4.3.3 FEM-Simulation des Magnetsystems

Um zu überprüfen, welchen Einfluss das Abweichen des Feldes der diametral magnetisierten Zylinder von einem punktförmigen Dipolfeld hat, wurde das verwendete System mithilfe von FEM⁹-Simulationen untersucht. Da der Abstand zwischen dem Ort der Probe und dem Zentrum eines Magneten nur ein geringes Vielfaches des Magnetzylinderradius ist ($r_{\text{Probe}}/r_{\text{Magnet}} = 3,7$), ist ein Abweichen von der Dipolnäherung nicht unwahrscheinlich.

Die simulierte Feldverteilung für einen Magnetisierungswinkel von $\alpha = 0$ ist in Abb. 4.19(a) gezeigt. Die Farbkodierung gibt den Absolutbetrag der Feldstärke wieder. Der Feldverlauf entlang der roten Linie ($x = 0$), die durch das Zentrum des Magnetsystems verläuft, ist in Abb. 4.19(b) für die beiden Magnetisierungskomponenten B_x und B_y dargestellt. Während die x-Komponente $B_x(y)$ ein parabolisches Verhalten um den Mittelpunkt des Systems zeigt, verschwindet die y-Komponente aufgrund der Beziehungen aus Gl. 4.29 für jedes α (die maximale Feldstärke beträgt 0,1 mT). In Abb. 4.19(c) ist schließlich die x-Komponente des Feldes im Zentrum der Magnentanordnung für verschiedene Winkel α dargestellt. Die Kurve zeigt wie das Dipol-Modell ein sinusförmiges Verhalten. Das Maximum stimmt jedoch nicht mit der Vorhersage des Dipol-Modells aus Gl. 4.30 von $\epsilon = 71,6^\circ$ überein, sondern liegt bei $84,7^\circ$. Diese Differenz von $13,1^\circ$ ist auf die Abweichung des realen Feldes von dem eines punktförmigen Dipols zurückzuführen und muss bei der Kalibrierung des Sys-

⁹engl. für finite element method, dt. Methode der finiten Elemente

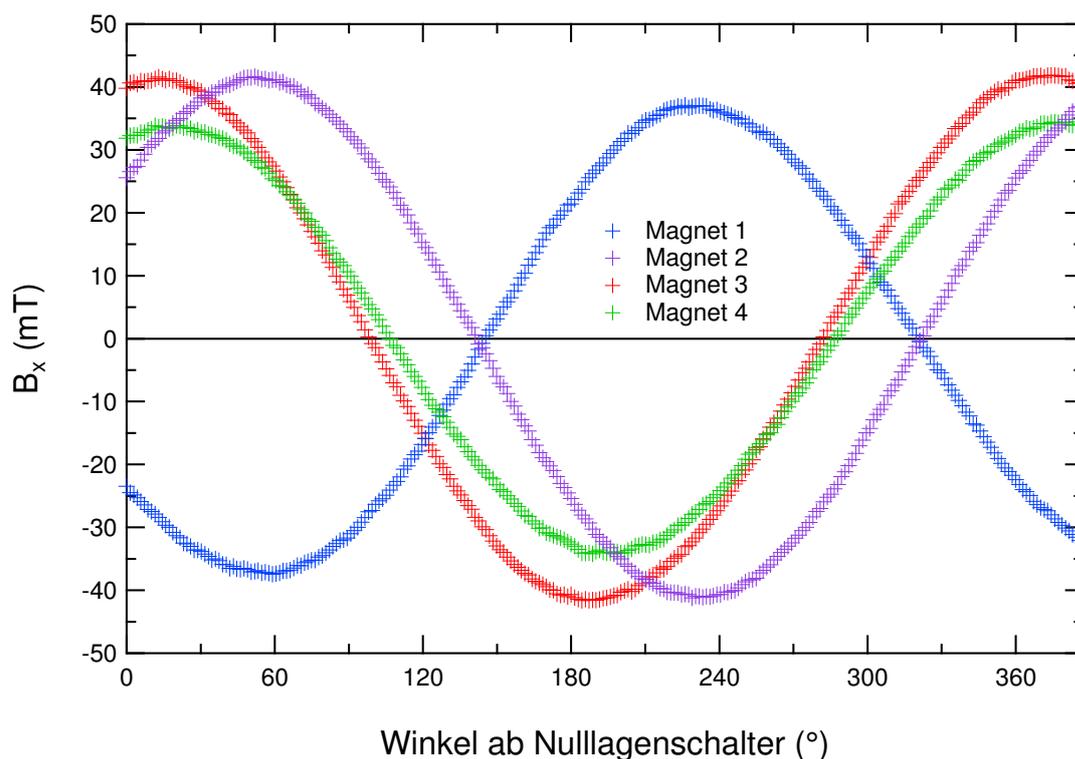


Abbildung 4.20: Am Probenort gemessene senkrechte Feldkomponenten der einzelnen Magnete. Die Amplitude unterscheidet sich für die einzelnen Magnete, da sich das Zentrum des Magnetsystems fertigungsbedingt nicht exakt am Probenort befindet. Der Phasenunterschied ist auf die unterschiedliche Montage der Nulllagenschalter zurückzuführen, deren Position nicht auf die Magnetisierungsachse abgestimmt wurde.

tems berücksichtigt werden.

Das nach der Simulation maximal erreichbare Feld B_{\max} beträgt 182 mT. Bei diesem Feldwert sind alle Magnete so ausgerichtet, dass jeder das maximale Feld in x-Richtung erzeugt. Dies wird in Kapitel 4.3.4 bei der Kalibrierung des Magnetsystems ausgenutzt.

4.3.4 Kalibrierung der magnetischen Mangel

Nach Initialisieren der Schrittmotoren werden die Magnete zunächst rotiert, bis sie die mechanischen Nulllagenschalter auslösen. Auf diese Weise werden die Magnete in einen definierten Anfangszustand überführt. Anschließend muss einmalig die Ausrichtung der Magnete in diesem Zustand bestimmt werden. Dies geschieht mittels einer Hallsonde, die am Probenort fixiert wird.

Abbildung 4.20 zeigt die Änderung der senkrecht zur Probenebene orientierten Feldkomponente B_x , gegen den Drehwinkel für jeden einzelnen Magnet. Ein Winkel von 0° entspricht dem Anschlag am jeweiligen Nulllagenschalter des entsprechenden Motors. Der Phasenunterschied zwischen den einzelnen Kurven ist auf die unterschiedliche Montage der Magnete auf den Motorenachsen zurückzuführen. Die von den jeweiligen Magneten unter Rotation generierten Felder haben einen sinusförmigen

Verlauf, da sich die x-Komponente des Feldes (Gl. 4.26) für beliebiges β mithilfe der Identität $a \sin x + b \cos x = \sqrt{a^2 + b^2} \sin(x + \phi)$ in einen Sinus überführen lässt.

Die Feldamplituden der einzelnen Magnete weichen maximal 8 mT voneinander ab (Magnet 3 und 4). Dies ist auf die Position des Hallsensors zurückzuführen, der sich nicht exakt im Zentrum des Magnetsystems befindet, sondern näher an den Magneten 2 und 3 (siehe Abb. 4.17(a)). Die gefundene Abweichung von 8 mT tritt in FEM-Simulationen bei Fehlausrichtung der Hallsonde von knapp 2 mm auf. Ein Fehler dieser Größenordnung kann durch ein Abweichen der Konstruktion von den Sollmaßen verbunden mit einem Fehler bei der Positionierung des Hallsensors auftreten¹⁰.

Wird das Feld für jeden einzelnen Magneten maximal so entspricht dies dem Winkel $\alpha = \epsilon$ (siehe Definition Kap. 4.3.2.1). Der Versatz jedes einzelnen Schrittmotors zu diesem Maximum wird gespeichert, sodass nach jedem Initialisieren des Systems diese definierte Magnetkonfiguration eingenommen werden kann.

4.3.5 Erzeugen von Magnetfeldsequenzen

Nachdem gezeigt wurde, wie eine definierte Magnetposition eingestellt werden kann, soll jetzt die Realisierung der in Kap. 4.3.2.1 und 4.3.2.2 vorgestellten Magnetfeldsequenzen betrachtet werden. Nach Einstellen des Magnetwinkels $\alpha = \epsilon$, lässt sich eine Feldsequenz senkrecht zur Probe durch Rotieren der Magnete unter Beachten der Vorschrift in Gl. 4.29 erzeugen.

Abbildung 4.21 zeigt die x- und y-Komponente eines solchen Feldes in Abhängigkeit des Winkels α . Die maximal erreichbare Feldstärke in x-Richtung (senkrecht zur Probenebene) ist mit 155 mT niedriger als der simulierte Wert von 182 mT (siehe Abb. 4.19(c)). Dies kann in einem Abweichen der Sättigungsmagnetisierung der Magnete vom Sollwert oder in einer fehlerhaften Kalibrierung der Hallsonde begründet sein.

Aufgrund der Beschaffenheit des Probenhalters und der Sonde kann nur die Feldkomponente B_x senkrecht zur Probe gemessen werden. Die y-Komponente (blaue Kurve) lässt sich bestimmen, indem nicht der Sensor um 90° gedreht wird (nicht möglich ohne spezielle Halterung), sondern alle Magnete um 90°. Da die Felder der einzelnen Magnete voneinander abweichen und sich damit die unterschiedlichen y-Komponenten nicht perfekt kompensieren können, bleibt ein Feld von maximal 5 mT in dieser Richtung übrig.

Nachdem die Realisierung eines Feldes mit konstanter Richtung und variabler Feldstärke gezeigt wurde, soll nun das in Kap. 4.3.2.2 beschriebene Feld mit konstantem Betrag und beliebigem Winkel in der xy-Ebene vorgestellt werden. In Abb. 4.22(a) sind die x- und y-Komponente des Feldes gegen den eingestellten Feldwinkel γ aufgetragen. Dabei wurde die y-Komponente des Feldes wieder - wie zuvor beschrieben - durch Drehen der Magnete um 90° bestimmt. Die Amplituden betragen 78 mT für B_x und 75 mT für B_y , was im Mittel dem halben maximalen Feld bei fester Feldrichtung entspricht. Der Phasenunterschied beider Kurven beträgt 93,4° und weicht somit vom perfekten Feld (90°) ab. In Abb. 4.22(b) sind die beiden Feldkomponen-

¹⁰Insbesondere die ungenaue Kenntnis der Lage der sensitiven Ebene innerhalb des Sensors stellt hier eine Fehlerquelle dar.

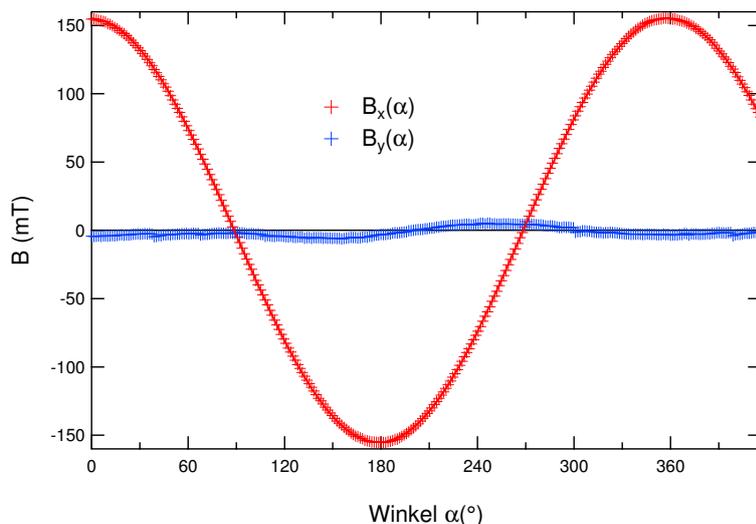


Abbildung 4.21: Von allen vier Magneten generierte Magnetfeldsequenz senkrecht zur Probenebene (x-Richtung). Die maximal erreichbare Feldstärke beträgt 155 mT. Aufgrund der unterschiedlichen Feldstärken der einzelnen Magnete am Probenort wicht das Feld in y-Richtung maximal 5 mT von null ab. Durch Drehen aller Magnete um 90° lässt sich der gezeigte Feldverlauf auch in der Probenebene anlegen.

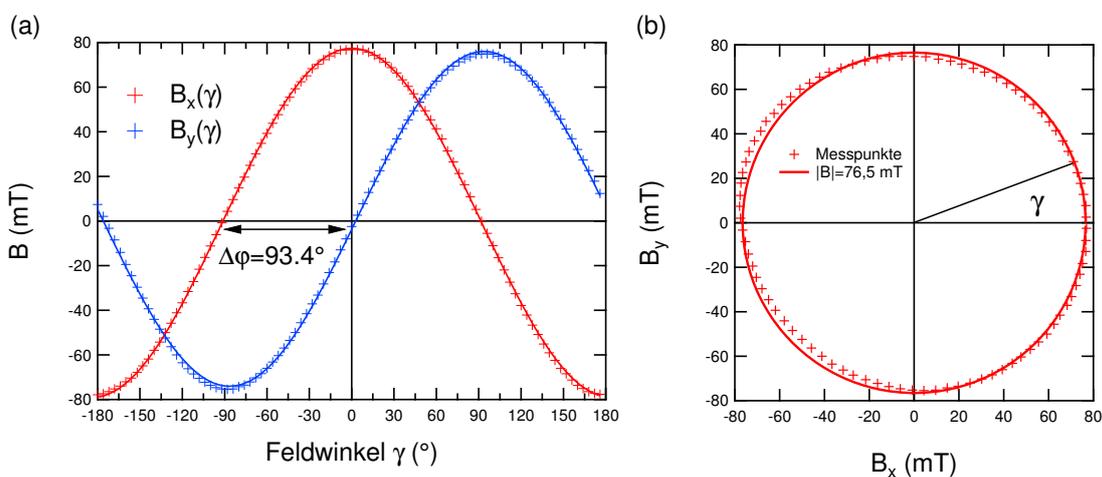


Abbildung 4.22: Erzeugen eines konstanten Feldes mit beliebiger Orientierung in der Ebene des Magnetsystems. (a) x- und y-Komponente des Magnetfeldes aufgetragen gegen den Feldwinkel γ . Die Amplituden der beiden Komponenten betragen jeweils ca. 77 mT und sie sind um 93.4° gegeneinander phasenverschoben. (b) Auftragung der beiden B-Feld-Komponenten gegeneinander. Der Magnetfeldvektor (rote Datenpunkte) für unterschiedliche Winkel γ weicht aufgrund der von 90° verschiedenen Phase von der Form eines perfekten Kreises geringfügig ab und hat die Form einer Ellipse mit geringer Exzentrizität.

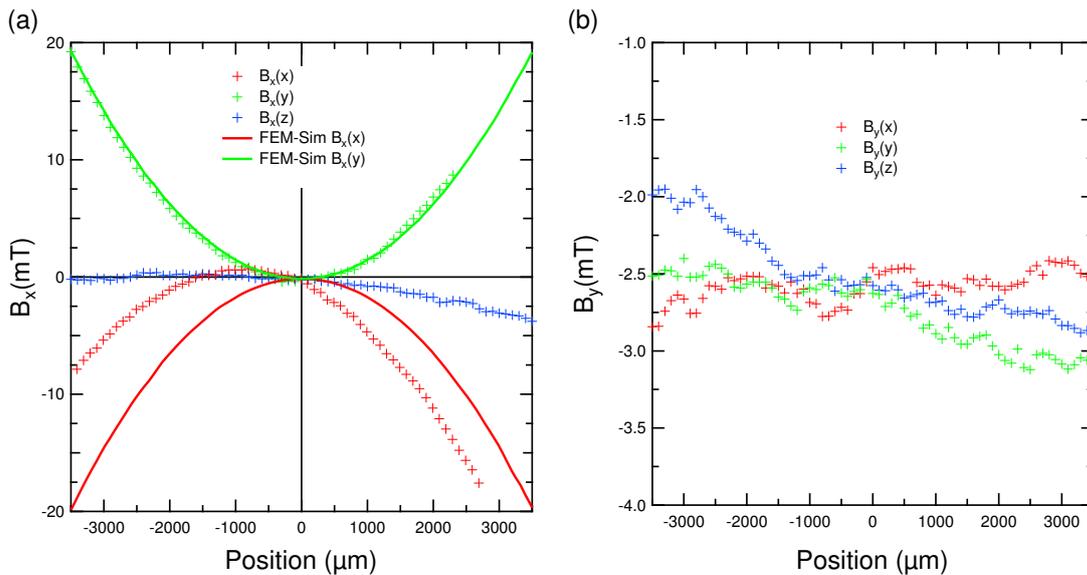


Abbildung 4.23: Räumliche Abhängigkeit des Magnetfeldes um den Probenort für die Nullfeldkonfiguration. (a) Ortsabhängigkeit der Feldkomponente B_x senkrecht zur Probe. Die Krümmung der Feldverläufe stimmt gut mit der FEM-Simulation überein. Diese besitzt jedoch keinen Versatz auf der x-Achse, da der Mittelpunkt des Systems in der Simulation exakt bestimmt ist. (b) Ortsabhängigkeit der Feldkomponente B_y in der Probenebene, die theoretisch unabhängig von B_x verschwinden sollte. Es existiert ein Restfeld von ca. 2,5 mT, da sich die Beiträge der einzelnen Magnete in dieser Richtung nicht perfekt auslöschen.

ten gegeneinander aufgetragen. Zum Vergleich ist ein konstantes Feld mit 76,5 mT gezeigt, anhand dessen das Abweichen vom idealen Feld wegen der dezentralen Hallsondenposition ersichtlich wird.

4.3.6 Ortsabhängigkeit des Magnetfeldes

Im Folgenden soll die Ortsabhängigkeit des erzeugten Feldes um den Probenort betrachtet werden. Dazu wurde zunächst mit eingebautem Optikmaskenhalter der Hallsensor¹¹ in Probenposition gebracht und die Koordinaten der Probenposition ermittelt. Anschließend wurde der Optikmaskenhalter ausgebaut, damit das Feld in allen drei Raumrichtungen um die Probenposition vermessen werden kann. Die Messung wurde exemplarisch in der Nullfeldkonfiguration durchgeführt.

Abbildung 4.23(a) zeigt die x-Komponente des Feldes (senkrecht zur Probe) in Abhängigkeit des Abstands zum Probenort (bei (0,0,0)) für alle drei Raumrichtungen. Die Positionsangabe auf der x-Achse wurde so gewählt, dass der Probenort jeweils bei 0 liegt. Während das Feld entlang der x- und y-Richtung jeweils einen annähernd gleichen parabolischen Verlauf mit unterschiedlichem Vorzeichen aufweist, ist die Krümmung entlang der z-Richtung um den Faktor zehn geringer. Dies ist auf den Aufbau des Magnetsystems aus zylindrischen Magneten zurückzuführen. Die z-Richtung ist parallel zur Zylinderachse, sodass der Abstand zu den

¹¹Chen Yang CY-P15A mit einer sensitiven Fläche von $70 \times 70 \mu\text{m}^2$.

einzelnen Magneten konstant bleibt und sich das Feld nur aufgrund der endlichen Höhe der Zylinder ändert.

In den beiden anderen Richtungen bewirkt die Superposition der Felder in Verbindung mit deren Abstandsabhängigkeit eine stärkere räumliche Änderung. Die grüne und rote Parabel zeigen jeweils die anhand von FEM-Simulationen bestimmten Felder, welche die gemessene räumliche Abhängigkeit bis auf den Versatz der Parabeln gut widerspiegeln. Dieser tritt auf, da die Hallsonde nicht exakt im Zentrum der magnetischen Mangel positioniert ist (siehe Kap. 4.3.4) und dadurch ein Fehler bei der Kalibrierung der Magnetausrichtung entsteht.

In Abb. 4.23(b) ist die y -Komponente B_y in Abhängigkeit des Abstands zum Probenort gezeigt. Bei perfekter Ausrichtung der Magnete sollte diese Komponente für alle Abstände verschwinden. Ebenso wie der Versatz der Parabel, tritt das geringe Feld von etwa 2,5 mT auf, da sich der Hallsensor nicht exakt im Zentrum der Mangel befindet. Das Feld weist eine schwache lineare Ortsabhängigkeit in alle drei Raumrichtungen auf. Die Feldkurve der FEM-Simulation wurde nicht gezeigt, da diese aufgrund der perfekten Geometrie der Simulation nur wenige Mikrottesla beträgt¹² (siehe Abb. 4.19(b)).

4.3.7 Experimenteller Einsatz der magnetischen Mangel

Nachdem in den vorherigen Kapiteln das Magnetsystem charakterisiert wurde, soll hier gezeigt werden, wie es sich zur Manipulation magnetischer Filme einsetzen lässt. Die in diesem Kapitel aufgeführten Daten sind im Rahmen der Messzeiten an der Beamline P04 bei PETRA III entstanden [245]. Als erste Anwendung soll die *in situ* Charakterisierung eines magnetischen Films durch Aufnahme der feldabhängigen Röntgentransmission gezeigt werden (Kap. 4.3.7.1). Im zweiten Kapitel 4.3.7.2 soll das Domänenmuster einer Co-Pd-Legierung in Abhängigkeit von externen Feldern betrachtet werden.

4.3.7.1 Magnetfeldabhängige XMCD-Transmission

Da die XMCD-Absorption abhängig von der Magnetisierungsorientierung ist, lassen sich magnetische Proben *in situ* charakterisieren, indem die Transmission des Röntgenstrahls durch die Probe in Abhängigkeit des Magnetfeldes gemessen wird. Die Intensität des transmittierten Röntgenlichts wird mithilfe einer Photodiode gemessen.

Abb. 4.24 zeigt die feldabhängige Absorption an der Kobalt- L_3 -Kante (778 eV) einer $(\text{Co}_{0,8\text{nm}}/\text{Pt}_{1,2\text{nm}})_8$ -Multilage. Das Magnetfeld ist senkrecht zur Probe orientiert und wurde mit der in Kap. 4.3.2.1 vorgestellten Methode generiert und variiert.

Zum qualitativen Vergleich ist eine Messung der polaren Kerr-Rotation gegen das Feld für den selben Film gezeigt, die ebenfalls Auskunft über die feldabhängige Magnetisierungskomponente senkrecht zur Oberfläche gibt. Da das Feld des Magnetsystems nicht zur Sättigung der Multilage ausreicht, wurde die Skalierung der beiden y -Achsen so gewählt, dass die Kurvenformen bestmöglich übereinstimmen. Für

¹²Die geringe Abweichung von 0 mT ist auf die Diskretisierung der Simulation zurückzuführen.

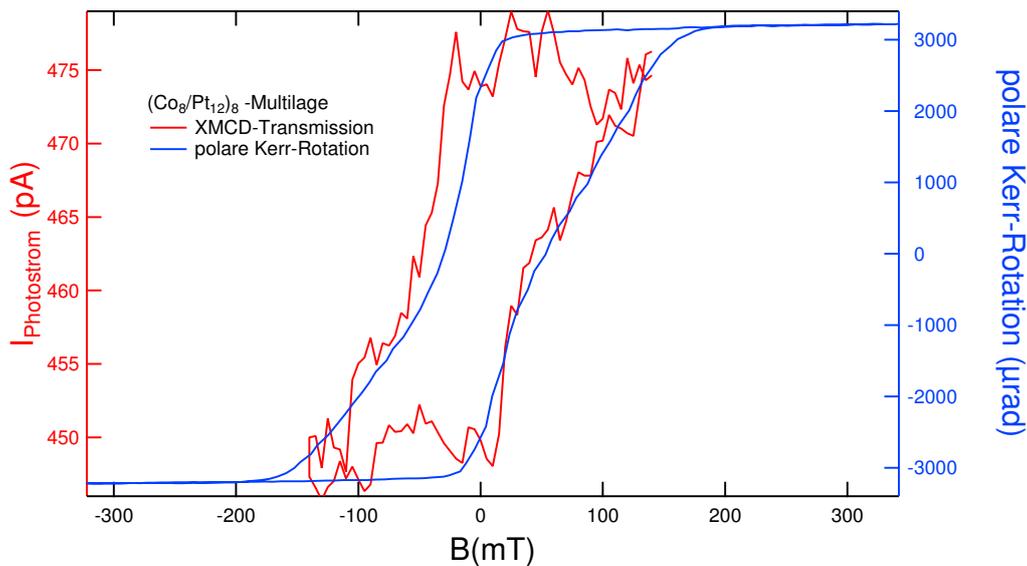


Abbildung 4.24: XMCD-Transmission (rote Kurve) einer Co-Pt-Multilage bei eingebauter Optika an der Kobalt- L_3 -Kante. Die aufgenommene Hysterese erlaubt eine schnelle *in situ* Charakterisierung der Probe. Das in der XMCD-Messung gefundene Verhalten stimmt mit der gemessenen polaren Kerr-Rotation (blaue Kurve) überein.

das schlechte Signal-zu-Rausch-Verhältnis der XMCD-Messung gibt es neben der verwendeten geringen Integrationszeit von 0,1s zwei Gründe. Zum einen war zum Zeitpunkt der Messung erst einer von zwei Fokussierspiegeln der Beamline einsatzbereit und zum anderen befand sich die Optikmembran mit ihrem $2\ \mu\text{m}$ -Objektloch im Strahlengang.

4.3.7.2 Abbilden von Domänenstrukturen

Dieses Kapitel soll den Einsatz des Magnetsystems zur Untersuchung der feldabhängigen Domänenstrukturen zeigen. Als Probe diente ein 40 nm dicker Film einer $\text{Co}_{35}\text{Pd}_{65}$ -Legierung¹³ mit senkrechter magnetischer Anisotropie. Die Hologramme wurden an der Kobalt- L_3 -Kante bei 778 eV aufgenommen.

Abb. 4.25(a) zeigt die feldabhängige Transmission des Films und die rekonstruierten Differenzhologramme der Domänenstruktur für drei unterschiedliche Feldstärken. Die Belichtungszeit betrug jeweils vier Sekunden und es wurden für beide Helizitäten je 20 Bilder summiert.

Die Bilder zeigen eine Streifenphase mit einer Domänenbreite im Nullfeld von (100 ± 10) nm. Beim Anlegen eines Feldes von +140 mT senkrecht zur Oberfläche wachsen die weißen Domänen auf Kosten der schwarzen, während bei -140 mT ein umgekehrtes Verhalten beobachtet wird.

In Abb. 4.25(b) ist die Domänenstruktur nach Anlegen eines Feldes von +140 mT in der Probenebene (Pfeil-Richtung) zu sehen. Es tritt wieder eine Streifenphase auf. Die Ausrichtung der Streifen unterscheidet sich jedoch um 90° von der zuvor

¹³zur Verfügung gestellt von C. Weier, FZ Jülich.

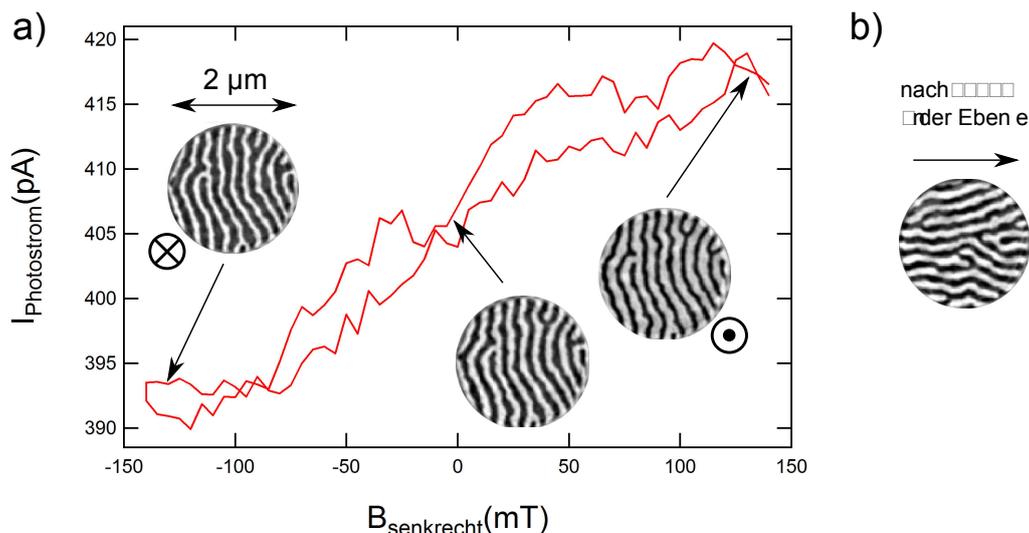


Abbildung 4.25: (a) XMCD-Transmission und Domänenstruktur einer 40 nm dicken Co-Pd-Legierung für ausgewählte Feldstärken. (b) Domänenstruktur derselben Probe nach Anlegen eines Feldes von 140 mT in der Ebene (Pfeilrichtung), das zur Bildung eines um 90° gedrehten Streifenmusters führt.

beobachteten Orientierung. Die Domänenbreite ist mit (100 ± 20) nm ist identisch mit dem zuvor bestimmten Wert. Die Ausrichtung der Streifen entlang des zuvor angelegten Feldes ist auf die Kopplung der MagnetisierungsKomponente in der Ebene der Blochwand an das externe Feld zurückzuführen. Dies bewirkt, dass die parallele Orientierung der Domänenwände zum externen Feld energetisch begünstigt wird [304].

4.4 Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Kapitel wurde zunächst die Grundlagen des XMCD-Effekts und der Röntgenholographietechniken FTH und XHM erläutert. Bei der XHM ist eine parallele Ausrichtung von Proben- und Optikmembran essentiell, da auf diese Weise ein Abstand zwischen Objektloch und Probe vermieden werden kann und damit ein nachträgliches Bearbeiten der Hologramme mittels Wellenfeldpropagation entfällt. Es wurde eine Technik auf Basis einer Kapazitätsmessung vorgestellt, die ein paralleles Ausrichten der Membranen mit einer Genauigkeit von $\leq 0,1^\circ$ erlaubt. Dies ist möglich, da die beiden metallisierten Membranen einen Plattenkondensator bilden, dessen Kapazität u. a. vom Winkel zwischen den beiden Membranen abhängt. Zunächst wurde die zu erwartende Kapazitätsänderung bei einer Verkippung der Membranen gegeneinander abgeschätzt und anschließend eine auf einem RLC-Reihenschwingkreis basierende Methode zum Bestimmen der Kondensatorkapazität vorgestellt.

Damit die Kapazität in Abhängigkeit des Winkels zwischen den Membranen bestimmt werden kann, darf bei der Rotation der Membran keine Abstandsänderung auftreten. Dies ist nur dann möglich, wenn sich der Dreh-Punkt innerhalb der Membran befindet. Nach Bestimmung des Drehpunktes wird das Ausrichten der Mem-

branen demonstriert und anschließend das Ergebnis der Methode anhand zweier rekonstruierter Hologramme verglichen, die jeweils vor und nach Ausführen der Prozedur aufgenommen wurden. Es zeigt sich, dass sich die parallelen Membranen nach dem Ausrichten auf einen Mikrometer annähern lassen. Bei solch geringen Abständen zeigt sich kein merklicher Unterschied zwischen propagierten und unpropagierten Bildern, sodass eine direkte Rekonstruktion des Hologramms mittels einer Fourier-Transformation möglich ist. Das vorgestellte Verfahren ist vor allem bei kleinen Strukturen wie magnetischen Nanopunkten von Vorteil, da bei diesen die nachträgliche Bestimmung des richtigen Propagationsabstands zeitintensiv und schwierig sein kann.

Im zweiten Teil des Kapitels wird das Magnetsystem des XHM-Aufbaus vorgestellt, das auf einer magnetischen Mangel basiert. Zunächst wird die Funktionsweise des aus rotierenden, diametral magnetisierten Permanentmagneten bestehenden Systems anhand eines Modells auf Basis von punktförmigen Dipolen erklärt. Die Ergebnisse dieses Modells werden anschließend mit FEM-Simulationen verglichen. Es folgt die Beschreibung der Kalibrierung des Magnetsystems und der Vergleich der generierten Feldsequenzen mit den theoretischen Vorhersagen. Anschließend wird die Ortsabhängigkeit des erzeugten Magnetfelds um den Probenort entlang der drei Raumrichtungen untersucht, bevor abschließend der Einsatz des Magnetsystems im XHM-Betrieb an Beispielen gezeigt wird.

Die verwendete magnetische Mangel zeichnet sich durch ein besonders platzsparendes Design aus, sodass weiterhin ein schneller Probentransfer gewährleistet ist und auch zukünftige Erweiterungen der XHM-Anlage, wie z.B. für Pump-Probe-Experimenten am FLASH, möglich sind.

Literaturverzeichnis

- [1] G. E. Moore, “Cramming more components onto integrated circuits”, *Electronics* **38**, 8 (1965)
- [2] C. Walter, “Kryder’s law”, *Scientific American* **293**, 32 (2005)
- [3] S. N. Piramanayagam, “Perpendicular recording media for hard disk drives”, *J. Appl. Phys.* **102**, 011301 (2007)
- [4] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. N. Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, und J. Chazelas, “Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices”, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988)
- [5] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, und W. Zinn, “Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange”, *Phys. Rev. B* **39**, 4828 (1989)
- [6] M. Julliere, “Tunneling between ferromagnetic films”, *Phys. Lett. A*, **54** 225 (1975)
- [7] S. S. P. Parkin, C. Kaiser, A. Panchula, P. M. Rice, B. Hughes, M. Samant, und S.-H. Yang, “Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with MgO (100) tunnel barriers”, *Nat. Mater.* **3**, 862 (2004)
- [8] R. Fontana, G. Decad, und S. Hetzler, “The impact of areal density and millions of square inches (MSI) of produced memory on petabyte shipments of TAPE, NAND flash, und HDD storage class memories”, in “IEEE 29th Symposium on Mass Storage Systems and Technologies”, pp. 1-8 (2013) (2013)
- [9] C. Chappert, A. Fert, und F. N. Van Dau, “The emergence of spin electronics in data storage”, *Nat. Mater.* **6**, 813 (2007)
- [10] S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnár, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova, und D. M. Treger, “Spintronics: A Spin-Based Electronics Vision for the Future”, *Science* **294**, 1488 (2001)
- [11] Y. Huai, F. Albert, P. Nguyen, M. Pakala, und T. Valet, “Observation of spin-transfer switching in deep submicron-sized and low-resistance magnetic tunnel junctions”, *Appl. Phys. Lett.* **84**, 3118 (2004)
- [12] M. Kryder and C. S. Kim, “After Hard Drives - What Comes Next?”, *IEEE Trans. Magn.* **45**, 3406 (2009)

- [13] K. L. Wang, J. G. Alzate, und P. K. Amiri, “Low-power non-volatile spintronic memory: STT-RAM and beyond”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46**, 074003 (2013)
- [14] S. S. P. Parkin, M. Hayashi, und L. Thomas, “Magnetic Domain-Wall Race-track Memory”, *Science* **320**, 190 (2008)
- [15] M. Hayashi, L. Thomas, R. Moriya, C. Rettner, und S. S. P. Parkin, “Current-Controlled Magnetic Domain-Wall Nanowire Shift Register”, *Science* **320**, 209 (2008)
- [16] R. P. Cowburn und M. E. Welland, “Room Temperature Magnetic Quantum Cellular Automata”, *Science* **287**, 1466 (2000)
- [17] D. A. Allwood, G. Xiong, M. D. Cooke, C. C. Faulkner, D. Atkinson, N. Verrier, und R. P. Cowburn, “Submicrometer Ferromagnetic NOT Gate and Shift Register”, *Science* **296**, 2003 (2002)
- [18] D. A. Allwood, G. Xiong, C. C. Faulkner, D. Atkinson, D. Petit, und R. P. Cowburn, “Magnetic Domain-Wall Logic”, *Science* **309**, 1688 (2005)
- [19] D. A. Allwood, G. Xiong, und R. P. Cowburn, “Writing and erasing data in magnetic domain wall logic systems”, *J. Appl. Phys.* **100**, 123908 (2006)
- [20] A. Imre, G. Csaba, L. Ji, A. Orlov, G. H. Bernstein, und W. Porod, “Majority Logic Gate for Magnetic Quantum-Dot Cellular Automata”, *Science* **311**, 205 (2006)
- [21] D. Stickler, R. Frömter, H. Stillrich, C. Menk, C. Tieg, S. Streit-Nierobisch, M. Sprung, C. Gutt, L.-M. Stadler, O. Leupold, G. Grübel, und H. P. Oepen, “Soft x-ray holographic microscopy”, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 042501 (2010)
- [22] D. Ralph und M. Stiles, “Spin transfer torques”, *J. Magn. Magn. Mater.* **320**, 1190 (2008)
- [23] B. Beyersdorff, S. Hankemeier, S. Röbner, Y. Stark, G. Hoffmann, R. Frömter, H. P. Oepen, und B. Krüger, “Thermal effects in spin-torque assisted domain wall depinning”, *Phys. Rev. B* **86**, 184427 (2012)
- [24] L. Landau und E. Lifshitz, “On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies”, *Phys. Z. Sowjetunion* **8**, 153 (1935)
- [25] T. Gilbert, “A Lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetic field”, *Phys. Rev.* **100**, 1243 (1955)
- [26] V. Kambersky, “On ferromagnetic resonance damping in metals”, *Czech. J. Phys.* **26**, 1366 (1976)
- [27] S. Ingvarsson, L. Ritchie, X. Y. Liu, G. Xiao, J. C. Slonczewski, P. L. Trouiloud, und R. H. Koch, “Role of electron scattering in the magnetization relaxation of thin Ni₈₁Fe₁₉ films”, *Phys. Rev. B* **66**, 214416 (2002)

- [28] S. S. Kalarickal, P. Krivosik, M. Wu, C. E. Patton, M. L. Schneider, P. Kabos, T. J. Silva, und J. P. Nibarger, “Ferromagnetic resonance linewidth in metallic thin films: Comparison of measurement methods”, *J. Appl. Phys.* **99**, 093909 (2006)
- [29] S. Rössler, S. Hankemeier, B. Krüger, F. Balhorn, R. Frömter, und H. P. Oepen, “Nonadiabatic spin-transfer torque of magnetic vortex structures in a permalloy square”, *Phys. Rev. B* **89**, 174426 (2014)
- [30] L. Berger, “Low-field magnetoresistance and domain drag in ferromagnets”, *J. Appl. Phys.* **49**, 2156 (1978)
- [31] L. Berger, “Exchange interaction between ferromagnetic domain wall and electric current in very thin metallic films”, *J. Appl. Phys.* **55**, 1954 (1984)
- [32] L. Berger, “Exchange interaction between electric current and magnetic domain wall containing Bloch lines”, *J. Appl. Phys.* **63**, 1663 (1988)
- [33] P. P. Freitas and L. Berger, “Observation of s-d exchange force between domain walls and electric current in very thin Permalloy films”, *J. Appl. Phys.* **57**, 1266 (1985)
- [34] J. C. Slonczewski, “Current-driven excitation of magnetic multilayers”, *J. Magn. Magn. Mater.* **159**, L1 (1996)
- [35] E. B. Myers, D. C. Ralph, J. A. Katine, R. N. Louie, und R. A. Buhrman, “Current-Induced Switching of Domains in Magnetic Multilayer Devices”, *Science* **285**, 867 (1999)
- [36] L. Gan, S. H. Chung, K. Aschenbach, M. Dreyer, und R. Gomez, “Pulsed-current-induced domain wall propagation in Permalloy patterns observed using magnetic force microscope”, *IEEE Trans. Magn.* **36**, 3047 (2000)
- [37] J.-E. Wegrowe, D. Kelly, T. Truong, P. Guittienne, und J.-P. Ansermet, “Magnetization reversal triggered by spin-polarized current in magnetic nanowires”, *Europhys. Lett.* **56**, 748 (2001)
- [38] J. Grollier, D. Lacour, V. Cros, A. Hamzic, A. Vaurès, und A. Fert, “Switching the magnetic configuration of a spin valve by current-induced domain wall motion”, *J. Appl. Phys.* **92**, 4825 (2002)
- [39] H. Koo, C. Krafft, und R. D. Gomez, “Current-controlled bi-stable domain configurations in Ni₈₁Fe₁₉ elements: An approach to magnetic memory devices”, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 862 (2002)
- [40] N. Vernier, D. A. Allwood, D. Atkinson, M. D. Cooke, und R. P. Cowburn, “Domain wall propagation in magnetic nanowires by spin-polarized current injection”, *Europhys. Lett.* **65**, 526 (2004)
- [41] M. Tsoi, R. E. Fontana, und S. S. P. Parkin, “Magnetic domain wall motion triggered by an electric current”, *Appl. Phys.* **83**, 2617 (2003)

- [42] M. Kläui, C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland, W. Wernsdorfer, G. Faini, E. Cambril, and L. J. Heyderman, “Domain wall motion induced by spin polarized currents in ferromagnetic ring structures”, *Appl. Phys. Lett.* **83**, 105 (2003)
- [43] F. J. Albert, J. A. Katine, R. A. Buhrman, und D. C. Ralph, “Spin-polarized current switching of a Co thin film nanomagnet”, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 3809 (2000)
- [44] J. A. Katine, F. J. Albert, R. A. Buhrman, E. B. Myers, und D. C. Ralph, “Current-Driven Magnetization Reversal and Spin-Wave Excitations in Co/Cu/Co Pillars”, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 3149 (2000)
- [45] S. I. Kiselev, J. C. Sankey, I. N. Krivorotov, N. C. Emley, R. J. Schoelkopf, R. A. Buhrman, und D. C. Ralph, “Microwave oscillations of a nanomagnet driven by a spin-polarized current”, *Nature* **425**, 380 (2003)
- [46] J. Grollier, V. Cros, A. Hamzic, J. M. George, H. Jaffès, A. Fert, G. Faini, J. Ben Youssef, und H. Legall, “Spin-polarized current induced switching in Co/Cu/Co pillars”, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 3663 (2001)
- [47] J.-E. Wegrowe, A. Fábíán, P. Guittienne, X. Hoffer, D. Kelly, J.-P. Ansermet, and E. Olive, “Exchange torque and spin transfer between spin polarized current and ferromagnetic layers”, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 3775 (2002)
- [48] A. Yamaguchi, T. Ono, S. Nasu, K. Miyake, K. Mibu, und T. Shinjo, “Real-Space Observation of Current-Driven Domain Wall Motion in Submicron Magnetic Wires”, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 077205 (2004)
- [49] Z. Li and S. Zhang, “Domain-wall dynamics driven by adiabatic spin-transfer torques”, *Phys. Rev. B* **70**, 024417 (2004)
- [50] Z. Li and S. Zhang, “Domain-Wall Dynamics and Spin-Wave Excitations with Spin-Transfer Torques”, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 207203 (2004)
- [51] S. Zhang and Z. Li, “Roles of Nonequilibrium Conduction Electrons on the Magnetization Dynamics of Ferromagnets”, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 127204 (2004)
- [52] A. Thiaville, Y. Nakatani, J. Miltat, und Y. Suzuki, “Micromagnetic understanding of current-driven domain wall motion in patterned nanowires”, *Europhys. Lett.* **69**, 990 (2005)
- [53] M. Viret, A. Vanhaverbeke, F. Ott, und J.-F. Jacquinot, “Current induced pressure on a tilted magnetic domain wall”, *Phys. Rev. B* **72**, 140403 (2005)
- [54] G. Tatara, T. Takayama, H. Kohno, J. Shibata, Y. Nakatani, und H. Fukuyama, “Threshold Current of Domain Wall Motion under Extrinsic Pinning, β -Term and Non-Adiabaticity”, *J. Phys. Soc. Jpn.* **75**, 064708 (2006)
- [55] Y. Tserkovnyak, H. J. Skadsem, A. Brataas, und G. E. W. Bauer, “Current-induced magnetization dynamics in disordered itinerant ferromagnets”, *Phys. Rev. B* **74**, 144405 (2006)

- [56] H. Kohno, G. Tatara, und J. Shibata, “Microscopic Calculation of Spin Torques in Disordered Ferromagnets”, *J. Phys. Soc. Jpn.* **75**, 113706 (2006)
- [57] G. Tatara, H. Kohno, und J. Shibata, “Microscopic approach to current-driven domain wall dynamics”, *Phys. Rep.* **468**, 213 (2008)
- [58] S. Zhang and S. S.-L. Zhang, “Generalization of the Landau-Lifshitz-Gilbert Equation for Conducting Ferromagnets”, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 086601 (2009)
- [59] D. Claudio-Gonzalez, A. Thiaville, und J. Miltat, “Domain Wall Dynamics under Nonlocal Spin-Transfer Torque”, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 227208 (2012)
- [60] E. Saitoh, H. Miyajima, T. Yamaoka, und G. Tatara, “Current-induced resonance and mass determination of a single magnetic domain wall”, *Nature* **432**, 203 (2004)
- [61] M. Kläui, P.-O. Jubert, R. Allenspach, A. Bischof, J. A. C. Bland, G. Faini, U. Rüdiger, C. A. F. Vaz, L. Vila, und C. Vouille, “Direct Observation of Domain-Wall Configurations Transformed by Spin Currents”, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 026601 (2005)
- [62] M. Kläui, C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland, W. Wernsdorfer, G. Faini, E. Cambril, L. J. Heyderman, F. Nolting, und U. Rüdiger, “Controlled and Reproducible Domain Wall Displacement by Current Pulses Injected into Ferromagnetic Ring Structures”, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 106601 (2005)
- [63] A. Yamaguchi, S. Nasu, H. Tanigawa, T. Ono, K. Miyake, K. Mibu, und T. Shinjo, “Effect of Joule heating in current-driven domain wall motion”, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 012511 (2005)
- [64] M. Hayashi, L. Thomas, C. Rettner, R. Moriya, X. Jiang, und S. S. P. Parkin, “Dependence of Current and Field Driven Depinning of Domain Walls on Their Structure and Chirality in Permalloy Nanowires”, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 207205 (2006)
- [65] P.-O. Jubert, M. Kläui, A. Bischof, U. Rudiger, und R. Allenspach, “Velocity of vortex walls moved by current”, *J. Appl. Phys.* **99**, 08G523 (2006)
- [66] M. Laufenberg, W. Bührer, D. Bedau, P.-E. Melchy, M. Kläui, L. Vila, G. Faini, C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland, und U. Rüdiger, “Temperature Dependence of the Spin Torque Effect in Current-Induced Domain Wall Motion”, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 046602 (2006)
- [67] A. Yamaguchi, K. Yano, H. Tanigawa, S. Kasai, und T. Ono, “Reduction of threshold current density for current-driven domain wall motion using shape control”, *Jpn. J. Appl. Phys.* **45**, 3850 (2006)
- [68] E.-M. Hempe, M. Kläui, T. Kasama, D. Backes, F. Junginger, S. Krzyk, L. J. Heyderman, R. Dunin-Borkowski, und U. Rüdiger, “Domain walls, domain wall transformations and structural changes in permalloy nanowires when subjected to current pulses”, *Phys. Status Solidi A* **204**, 3922 (2007)

- [69] M. Hayashi, L. Thomas, C. Rettner, R. Moriya, Y. B. Bazaliy, und S. S. P. Parkin, “Current Driven Domain Wall Velocities Exceeding the Spin Angular Momentum Transfer Rate in Permalloy Nanowires”, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 037204 (2007)
- [70] M. Hayashi, L. Thomas, C. Rettner, R. Moriya, und S. S. P. Parkin, “Dynamics of domain wall depinning driven by a combination of direct and pulsed currents”, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 162503 (2008)
- [71] S. Lepadatu, M. C. Hickey, A. Potenza, H. Marchetto, T. R. Charlton, S. Langridge, S. S. Dhesi, und C. H. Marrows, “Experimental determination of spin-transfer torque nonadiabaticity parameter and spin polarization in permalloy”, *Phys. Rev. B* **79**, 094402 (2009)
- [72] L. Bocklage, B. Krüger, T. Matsuyama, M. Bolte, U. Merkt, D. Pfannkuche, und G. Meier, “Dependence of Magnetic Domain-Wall Motion on a Fast Changing Current”, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 197204 (2009)
- [73] L. Thomas, R. Moriya, C. Rettner, und S. S. Parkin, “Dynamics of Magnetic Domain Walls Under Their Own Inertia”, *Science* **330**, 1810 (2010)
- [74] M. Eltschka, M. Wötzel, J. Rhensius, S. Krzyk, U. Nowak, M. Kläumi, T. Kasama, R. E. Dunin-Borkowski, L. J. Heyderman, H. J. van Driel, und R. A. Duine, “Nonadiabatic Spin Torque Investigated Using Thermally Activated Magnetic Domain Wall Dynamics”, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 056601 (2010)
- [75] L. Heyne, J. Rhensius, D. Ilgaz, A. Bisig, U. Rüdiger, M. Kläui, L. Joly, F. Nolting, L. J. Heyderman, J. U. Thiele, und F. Kronast, “Direct Determination of Large Spin-Torque Nonadiabaticity in Vortex Core Dynamics”, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 187203 (2010)
- [76] I. M. Miron, T. Moore, H. Szambolics, L. D. Buda-Prejbeanu, S. Auffret, B. Rodmacq, S. Pizzini, J. Vogel, M. Bonfim, A. Schuhl, und G. Gaudin, “Fast current-induced domain-wall motion controlled by the Rashba effect”, *Nat. Mater.* **10**, 419 (2011)
- [77] S. Lepadatu, A. P. Mihai, J. S. Claydon, F. Maccherozzi, S. S. Dhesi, C. J. Kinane, S. Langridge, und C. H. Marrows, “The increase of the spin-transfer torque threshold current density in coupled vortex domain walls”, *J. Phys.: Condens. Matter* **24**, 024210 (2012)
- [78] Y. Togawa, T. Kimura, K. Harada, T. Akashi, T. Matsuda, A. Tonomura, und Y. Otani, “Current-Excited Magnetization Dynamics in Narrow Ferromagnetic Wires”, *Jpn. J. Appl. Phys.* **45**, L683
- [79] S. Pollard, L. Huang, K. Buchanan, D. Arena, und Y. Zhu, “Direct dynamic imaging of non-adiabatic spin torque effects”, *Nat. Commun.* **3**, 1028 (2012)
- [80] K.-S. Ryu, L. Thomas, S.-H. Yang, und S. Parkin, “Chiral spin torque at magnetic domain walls”, *Nature Nanotech.* **8**, 527 (2013)

- [81] R. P. Cowburn, “Spintronics: Change of direction”, *Nat. Mater.* **6**, 255 (2007)
- [82] M. I. Miron, G. Gaudin, S. Auffret, B. Rodmacq, A. Schuhl, S. Pizzini, J. Vogel, und P. Gambardella, “Current-driven spin torque induced by the Rashba effect in a ferromagnetic metal layer”, *Nat. Mater.* **9**, 230 (2010)
- [83] T. Koyama, D. Chiba, K. Ueda, K. Kondou, H. Tanigawa, S. Fukami, T. Suzuki, N. Ohshima, N. Ishiwata, Y. Nakatani, K. Kobayashi, und T. Ono, “Observation of the intrinsic pinning of a magnetic domain wall in a ferromagnetic nanowire”, *Nat. Mater.* **10**, 194 (2011)
- [84] P. P. J. Haazen, E. Murè, J. H. Franken, R. Lavrijsen, H. J. M. Swagten, und B. Koopmans, “Domain wall depinning governed by the spin Hall effect”, *Nat. Mater.* **12**, 299 (2013)
- [85] P. Gambardella and I. M. Miron, “Current-induced spin-orbit torques”, *Phil. Trans. R. Soc. A* **369**, 3175 (2011)
- [86] L. Néel, “Energie des parois de Bloch dans les couches minces”, *C. R. Acad. Sci.* **241**, 533 (1955)
- [87] R. C. O’Handley, *Modern magnetic materials - Principles and applications*, Jon Wiley & Sons, Inc. (2000)
- [88] K. Hong and N. Giordano, “Approach to mesoscopic magnetic measurements”, *Phys. Rev. B* **51**, 9855 (1995)
- [89] A. Frauen, *Gleichstrominduzierte Verschiebung von Domänenwänden in Permalloy-Nanodrähten auf Saphirsubstrat*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2011)
- [90] G. Tatara and H. Kohno, “Theory of Current-Driven Domain Wall Motion: Spin Transfer versus Momentum Transfer”, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 086601 (2004)
- [91] N. L. Schryer and L. R. Walker, “The motion of 180° domain walls in uniform dc magnetic fields”, *J. Appl. Phys.* **45**, 5406 (1974)
- [92] L. Berger, “Possible existence of a Josephson effect in ferromagnets”, *Phys. Rev. B*, **33**, 1572 (1986)
- [93] K.-J. Lee, M. Stiles, H.-W. Lee, J.-H. Moon, K.-W. Kim, und S.-W. Lee, “Self-consistent calculation of spin transport and magnetization dynamics”, *Phys. Rep.* **531**, 89 (2013)
- [94] R. Cheng and Q. Niu, “Microscopic derivation of spin-transfer torque in ferromagnets”, *Phys. Rev. B* **88**, 024422 (2013)
- [95] H. Y. Yuan and X. R. Wang, “Domain wall pinning in notched nanowires”, *Phys. Rev. B* **89**, 054423 (2014)

- [96] H. Kohno and J. Shibata, “Gauge Field Formulation of Adiabatic Spin Torques”, *J. Phys. Soc. Jpn.* **76**, 063710 (2007)
- [97] R. A. Duine, A. S. Núñez, J. Sinova, und A. H. MacDonald, “Functional Keldysh theory of spin torques”, *Phys. Rev. B* **75**, 214420 (2007)
- [98] J. Xiao, A. Zangwill, und M. D. Stiles, “Spin-transfer torque for continuously variable magnetization”, *Phys. Rev. B* **73**, 054428 (2006)
- [99] G. Tatara, H. Kohno, J. Shibata, Y. Lemaho, und K.-J. Lee, “Spin Torque and Force due to Current for General Spin Textures”, *J. Phys. Soc. Jpn.* **76**, 054707 (2007)
- [100] S. E. Barnes and S. Maekawa, “Current-Spin Coupling for Ferromagnetic Domain Walls in Fine Wires”, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 107204 (2005)
- [101] I. Garate, K. Gilmore, M. D. Stiles, und A. H. MacDonald, “Nonadiabatic spin-transfer torque in real materials”, *Phys. Rev. B* **79**, 104416 (2009)
- [102] V. Vlaminck and M. Bailleul, “Current-Induced Spin-Wave Doppler Shift”, *Science* **322**, 410 (2008)
- [103] M. Zhu, C. L. Dennis, und R. D. McMichael, “Temperature dependence of magnetization drift velocity and current polarization in Ni₈₀Fe₂₀ by spin-wave Doppler measurements”, *Phys. Rev. B* **81**, 140407 (2010)
- [104] K. Sekiguchi, K. Yamada, S.-M. Seo, K.-J. Lee, D. Chiba, K. Kobayashi, und T. Ono, “Time-Domain Measurement of Current-Induced Spin Wave Dynamics”, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 017203 (2012)
- [105] J.-Y. Chauleau, H. G. Bauer, H. S. Körner, J. Stigloher, M. Hürtner, G. Woltersdorf, und C. H. Back, “Self-consistent determination of the key spin-transfer torque parameters from spin-wave Doppler experiments”, *Phys. Rev. B* **89**, 020403 (2014)
- [106] L. Thomas, M. Hayashi, X. Jiang, R. Moriya, C. Rettner, und S. S. P. Parkin, “Oscillatory dependence of current-driven magnetic domain wall motion on current pulse length”, *Nature* **443**, 197 (2006)
- [107] W. Thomson, “On the electro-dynamic qualities of metals: Effects of magnetization on the electric conductivity of nickel and iron,”, *Proc. Roy. Soc.* **8**, 546 (1857)
- [108] L. F. Bates, “The magneto-resistance of high coercivity alloys”, *Proc. Roy. Soc.* **58**, 153 (1946)
- [109] J. Smit, “Magnetoresistance of ferromagnetic metals and alloys at low temperatures”, *Physica* **17**, 612 (1951)
- [110] T. McGuire and R. Potter, “Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys”, *IEEE Trans. Magn.* **11**, 1018 (1975)

- [111] S. Kokado, M. Tsunoda, K. Harigaya, und A. Sakuma, “Anisotropic Magnetoresistance Effects in Fe, Co, Ni, Fe₄N, und Half-Metallic Ferromagnet: A Systematic Analysis”, *J. Phys. Soc. Jpn.* **81**, 024705 (2012)
- [112] E. N. Mitchell, H. B. Haukaas, H. D. Bale, und J. B. Streeper, “Compositional and Thickness Dependence of the Ferromagnetic Anisotropy in Resistance of Iron-Nickel Films”, *J. Appl. Phys.* **35**, 2604 (1964)
- [113] W. Gil, *Magnetowiderstand polykristalliner Kobalt-Filme*, Dissertation, Universität Hamburg (2004)
- [114] I. A. Campbell, A. Fert, und O. Jaoul, “The spontaneous resistivity anisotropy in Ni-based alloys”, *J. Phys. C* **3**, S95 (1970)
- [115] A. P. Malozemoff, “Anisotropic magnetoresistance with cubic anisotropy and weak ferromagnetism: A new paradigm”, *Phys. Rev. B* **34**, 1853 (1986)
- [116] J. R. Black, “Electromigration - A brief survey and some recent results”, *IEEE Trans. Electron Devices* **16**, 338 (1969)
- [117] D. Young and A. Christou, “Failure mechanism models for electromigration”, *IEEE Trans. Rel.* **43**, 186 (1994)
- [118] S. Hankemeier, K. Sachse, Y. Stark, R. Frömter, und H. P. Oepen, “Ultra-high current densities in Permalloy nanowires on diamond”, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 242503 (2008)
- [119] K. Sachse, *Ultrahohe Gleichstromdichten in magnetischen Nanodrähten auf Diamant-Substrat*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2008)
- [120] S. Barman and G. P. Srivastava, “Temperature dependence of the thermal conductivity of different forms of diamond”, *J. Appl. Phys.* **101**, 123507 (2007)
- [121] H. Fangohr, D. S. Chernyshenko, M. Franchin, T. Fischbacher, und G. Meier, “Joule heating in nanowires”, *Phys. Rev. B* **84**, 054437 (2011)
- [122] R. Frömter, S. Hankemeier, H. P. Oepen, und J. Kirschner, “Optimizing a low-energy electron diffraction spin-polarization analyzer for imaging of magnetic surface structures”, *Rev. Sci. Instrum.* **82**, 033704 (2011)
- [123] H. Hopster and H. P. Oepen (Editors), *Magnetic Microscopy of Nanostructures*, Springer-Verlag (2005)
- [124] H. P. Oepen and R. Frömter (Editors), *Scanning Electron Microscopy with Polarisation Analysis - The Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials Vol. 3*, John Wiley & Sons, Inc. (2007)
- [125] B. Beyersdorff, *Stromunterstützte Ummagnetisierungsprozesse in Permalloy-Nanodrähten*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2010)

- [126] Y. Nakatani, A. Thiaville, und J. Miltat, “Head-to-head domain walls in soft nano-strips: a refined phase diagram”, *J. Magn. Magn. Mater.* **290-291**, 750 (2005)
- [127] D. Backes, C. Schieback, M. Klaui, F. Junginger, H. Ehrke, P. Nielaba, U. Rüdiger, L. J. Heyderman, C. S. Chen, T. Kasama, R. E. Dunin-Borkowski, C. A. F. Vaz, und J. A. C. Bland, “Transverse domain walls in nanoconstrictions”, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 112502 (2007)
- [128] A.Kobs, *Magnetogalvanic effects in ferromagnets of reduced dimensions*, Dissertation, Universität Hamburg (2013)
- [129] G.-W. Chern, H. Youk, und O. Tchernyshyov, “Topological defects in flat nanomagnets: The magnetostatic limit”, *J. Appl. Phys.* **99**, 08Q505 (2006)
- [130] S. Hankemeier, A. Kobs, R. Frömter, und H. P. Oepen, “Controlling the properties of vortex domain walls via magnetic seeding fields”, *Phys. Rev. B* **82**, 064414 (2010)
- [131] F. Lofink, *Oberflächensensitive Abbildung magnetischer Feinstrukturen des Domänenmusters von Ni(111) und geknickter Nanodrähte*, Dissertation, Universität Hamburg (2014)
- [132] M. Donahue and D. Porter, “OOMMF User’s Guide, Version 1.0”, National Institute of Standards and Technology, Interagency Report NISTIR 6376, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD (Sept 1999)
- [133] L. K. Bogart and D. Atkinson, “Domain wall anisotropic magnetoresistance in planar nanowires”, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 042511 (2009)
- [134] W. Wernsdorfer, K. Hasselbach, A. Benoit, B. Barbara, B. Doudin, J. Meier, J.-P. Ansermet, und D. Maily, “Measurements of magnetization switching in individual nickel nanowires”, *Phys. Rev. B* **55**, 11552 (1997)
- [135] A. Himeno, T. Okuno, T. Ono, K. Mibu, S. Nasu, und T. Shinjo, “Temperature dependence of depinning fields in submicron magnetic wires with an artificial neck”, *J. Magn. Magn. Mater.* **286**, 167 (2005)
- [136] P. Dagrás, M. Kläui, M. Laufenberg, D. Bedau, L. Vila, G. Faini, C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland, und U. Rüdiger, “The influence of thermal activation and the intrinsic temperature dependence of the spin torque effect in current-induced domain wall motion”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40**, 1247 (2007)
- [137] P. Lendcke, R. Eiselt, G. Meier, und U. Merkt, “Temperature dependence of domain-wall depinning fields in constricted Permalloy nanowires”, *J. Appl. Phys.* **103**, 073909 (2008)
- [138] G. Beach, M. Tsoi, und J. Erskine, “Current-induced domain wall motion”, *J. Magn. Magn. Mater.* **320**, 1272 (2008)

- [139] L. Thomas and S. Parkin, “Current Induced Domain-wall Motion in Magnetic Nanowires”, in H. Kronmüller and S. S. P. Parkin (Editors), “Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials”, John Wiley & Sons, Ltd (2007)
- [140] L. Bocklage, B. Krüger, R. Eiselt, M. Bolte, P. Fischer, und G. Meier, “Time-resolved imaging of current-induced domain-wall oscillations”, *Phys. Rev. B* **78**, 180405 (2008)
- [141] K.-W. Moon, J.-C. Lee, K. Rhie, K.-H. Shin, und S.-B. Choe, “Detection of Local Oersted Field Generated at the Junction Between Ferromagnetic Nanowire and Electrode”, *IEEE Trans. Magn.* **47**, 2508 (2011)
- [142] O. Boule, G. Malinowski, und M. Kläui, “Current-induced domain wall motion in nanoscale ferromagnetic elements”, *Mater. Sci. Eng. R-Rep.* **72**, 159 (2011)
- [143] M. C. Hickey, D.-T. Ngo, S. Lepadatu, D. Atkinson, D. McGrouther, S. McVitie, and C. H. Marrows, “Spin-transfer torque efficiency measured using a Permalloy nanobridge”, *Appl. Phys. Lett.* **97**, 202505 (2010)
- [144] G. Meier, M. Bolte, R. Eiselt, B. Kruger, D.-H. Kim, und P. Fischer, “Direct Imaging of Stochastic Domain-Wall Motion Driven by Nanosecond Current Pulses”, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 187202 (2007)
- [145] E. Martinez, L. Lopez-Diaz, O. Alejos, und L. Torres, “Resonant domain wall depinning induced by oscillating spin-polarized currents in thin ferromagnetic strips”, *Phys. Rev. B* **77**, 144417 (2008)
- [146] X. Liu, V. Novosad, E. Rozhkova, H. Chen, V. Yefremenko, J. Pearson, M. Torno, S. D. Bader, und A. Rosengart, “Surface Functionalized Biocompatible Magnetic Nanospheres for Cancer Hyperthermia”, *IEEE Trans. Magn.* **43**, 2462 (2007)
- [147] E. A. Rozhkova, V. Novosad, D.-H. Kim, J. Pearson, R. Divan, T. Rajh, und S. D. Bader, “Ferromagnetic microdisks as carriers for biomedical applications”, *J. Appl. Phys.* **105**, 07B306 (2009)
- [148] C. Alexiou, R. Jurgons, R. Schmid, A. Hilpert, C. Bergemann, F. Parak, und H. Iro, “In vitro and in vivo investigations of targeted chemotherapy with magnetic nanoparticles”, *J. Magn. Magn. Mater.* **293**, 389 (2005)
- [149] J. Dobson, “Magnetic nanoparticles for drug delivery”, *Drug Dev. Res.* **67**, 55 (2006)
- [150] R. E. Hendrick und E. M. Haacke, “Basic physics of MR contrast agents and maximization of image contrast”, *J. Magn. Reson. Im.* **3**, 137 (1993)
- [151] J. Gao, H. Gu, und B. Xu, “Multifunctional Magnetic Nanoparticles: Design, Synthesis, and Biomedical Applications”, *Acc. Chem. Res.* **42**, 1097 (2009)

- [152] H. B. Na, I. C. Song, und T. Hyeon, “Inorganic Nanoparticles for MRI Contrast Agents”, *Adv. Mater.* **21**, 2133 (2009)
- [153] B. Gleich and J. Weizenecker, “Tomographic imaging using the nonlinear response of magnetic particles”, *Nature* **435**, 1214 (2005)
- [154] R. M. Ferguson, K. R. Minard, und K. M. Krishnan, “Optimization of nanoparticle core size for magnetic particle imaging”, *J. Magn. Magn. Mater.* **321**, 1548 (2009)
- [155] J. Weizenecker, B. Gleich, J. Rahmer, H. Dahnke, und J. Borgert, “Three-dimensional real-time in vivo magnetic particle imaging”, *Phys. Med. Biol.* **54**, L1 (2009)
- [156] P. Goodwill, J. Konkle, B. Zheng, E. Saritas, und S. Conolly, “Projection X-Space Magnetic Particle Imaging”, *IEEE Trans. Med. Imag.* **31**, 1076 (2012)
- [157] C. Ross, “Patterned Magnetic Recording Media”, *Annu. Rev. Mater. Res.* **31**, 203 (2001)
- [158] R. A. Griffiths, A. Williams, C. Oakland, J. Roberts, A. Vijayaraghavan, und T. Thomson, “Directed self-assembly of block copolymers for use in bit patterned media fabrication”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **46**, 503001 (2013)
- [159] M. Herrmann, S. McVitie, und J. N. Chapman, “Investigation of the influence of edge structure on the micromagnetic behavior of small magnetic elements”, *J. Appl. Phys.* **87**, 2994 (2000)
- [160] M. T. Bryan, D. Atkinson, und R. P. Cowburn, “Experimental study of the influence of edge roughness on magnetization switching in Permalloy nanostructures”, *Appl. Phys. Lett.* **85**, 3510 (2004)
- [161] S. Pütter, N. Mikuszeit, E. Y. Vedmedenko, und H. P. Oepen, “The effect of tilted edges on the shape anisotropy and stray field coupling of uniformly magnetized rectangular elements”, *J. Appl. Phys.* **106**, 043916 (2009)
- [162] C. Mathieu, C. Hartmann, M. Bauer, O. Buettner, S. Riedling, B. Roos, S. O. Demokritov, B. Hillebrands, B. Bartenlian, C. Chappert, D. Decanini, F. Rousseaux, E. Cambril, A. Muller, B. Hoffmann, und U. Hartmann, “Anisotropic magnetic coupling of permalloy micron dots forming a square lattice”, *Appl. Phys. Lett.* **70**, 2912 (1997)
- [163] R. P. Cowburn, A. O. Adeyeye, und M. E. Welland, “Configurational Anisotropy in Nanomagnets”, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5414 (1998)
- [164] G. Gubbiotti, L. Albin, G. Carlotti, M. D. Crescenzi, E. D. Fabrizio, A. Gerardo, O. Donzelli, F. Nizzoli, H. Koo, und R. D. Gomez, “Finite size effects in patterned magnetic permalloy films”, *J. Appl. Phys.* **87**, 5633 (2000)

- [165] J. Shi, S. Tehrani, und M. R. Scheinfein, “Geometry dependence of magnetization vortices in patterned submicron NiFe elements”, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 2588 (2000)
- [166] A. A. Fraerman, S. A. Gusev, L. A. Mazo, I. M. Nefedov, Y. N. Nozdrin, I. R. Karetnikova, M. V. Sapozhnikov, I. A. Shereshevskii, und L. V. Sukhodoev, “Rectangular lattices of permalloy nanoparticles: Interplay of single-particle magnetization distribution and interparticle interaction”, *Phys. Rev. B* **65**, 064424 (2002)
- [167] J. Shi, J. Li, und S. Tehrani, “Thermal fluctuation effects on quasistatic magnetic switching of patterned Ni₈₁Fe₁₉ elements (invited)”, *J. Appl. Phys.* **91**, 7458 (2002)
- [168] C. A. Ross, S. Haratani, F. J. Castano, Y. Hao, M. Hwang, M. Shima, J. Y. Cheng, B. Vogeli, M. Farhoud, M. Walsh, und H. I. Smith, “Magnetic behavior of lithographically patterned particle arrays (invited)”, *J. Appl. Phys.* **91**, 6848 (2002)
- [169] C. Spezzani, M. Fabrizio, P. Candeloro, E. Di Fabrizio, G. Panaccione, und M. Sacchi, “Magnetic order in a submicron patterned permalloy film studied by resonant x-ray scattering”, *Phys. Rev. B* **69**, 224412 (2004)
- [170] A. O. Adeyeye, S. Goolaup, N. Singh, C. C. Wang, X. S. Gao, C. A. Ross, W. Jung, und F. J. Castano, “Magnetostatic coupling in arrays of elongated Ni₈₀Fe₂₀ rings”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **40**, 6479 (2007)
- [171] S. C. Hernandez, J. Dou, C. Yu, M. J. Pechan, L. Folks, J. A. Katine, und M. J. Carey, “Exchange-coupled suppression of vortex formation in permalloy nanodot chain arrays”, *J. Appl. Phys.* **105**, 07C125 (2009)
- [172] S. Jain, M. Kostylev, und A. O. Adeyeye, “Coupled oscillations in noncollinear microscale rectangular magnets”, *Phys. Rev. B* **82**, 214422 (2010)
- [173] M. Wolf, C. Patschreck, R. Schäfer, I. Mönch, L. Schultz, und J. McCord, “Array anisotropy in structured thin film arrays: Influence on the magnetodynamics”, *J. Magn. Magn. Mater.* **323**, 1703 (2011)
- [174] M. Ranjbar, A. Tavakkoli K G, S. N. Piramanayagam, K. P. Tan, R. Sbiaa, S. K. Wong, und T. C. Chong, “Magnetostatic interaction effects in switching field distribution of conventional and staggered bit-patterned media”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44**, 265005 (2011)
- [175] D. Bisero, P. Cremon, M. Madami, M. Sepioni, S. Tacchi, G. Gubbiotti, G. Carlotti, A. Adeyeye, N. Singh, und S. Goolaup, “Effect of dipolar interaction on the magnetization state of chains of rectangular particles located either head-to-tail or side-by-side”, *J. Nanopart. Res.* **13**, 5691 (2011)

- [176] W. Wernsdorfer, K. Hasselbach, D. Maily, B. Barbara, A. Benoit, L. Thomas, und G. Suran, “DC-SQUID magnetization measurements of single magnetic particles”, *J. Magn. Magn. Mater.* **145**, 33 (1995)
- [177] J. Aumentado and V. Chandrasekhar, “Magnetoresistance of single-domain ferromagnetic particles”, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 1898 (1999)
- [178] P. Vavassori, M. Grimsditch, V. Metlushko, N. Zaluzec, und B. Ilic, “Magnetoresistance of single magnetic vortices”, *Appl. Phys. Lett.* **86**, 072507 (2005)
- [179] M. Bolte, M. Steiner, C. Pels, M. Barthelmeß, J. Kruse, U. Merkt, G. Meier, M. Holz, und D. Pfannkuche, “Magnetotransport through magnetic domain patterns in permalloy rectangles”, *Phys. Rev. B* **72**, 224436 (2005)
- [180] D. Ruzmetov and V. Chandrasekhar, “The dynamics of magnetic vortex states in a single permalloy nanoparticle”, *J. Magn. Magn. Mater.* **320**, 47 (2008)
- [181] A. Lyle, A. Klemm, J. Harms, Y. Zhang, H. Zhao, und J.-P. Wang, “Probing dipole coupled nanomagnets using magnetoresistance read”, *Appl. Phys. Lett.* **98**, 092502 (2011)
- [182] W. Rave and A. Hubert, “Magnetic ground state of a thin-film element”, *IEEE Trans. Magn.* **36**, 3886 (2000)
- [183] H. Spahr, *Bestimmung der magnetischen Energiedichte einzelner Submikrometer-Permalloy-Rechtecke mittels des Anisotropen Magnetowiderstands*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2010)
- [184] C. A. Volkert and A. M. Minor, “Focused Ion Beam Microscopy and Micromachining”, *MRS Bull.* **32**, 389 (2007)
- [185] G. Taylor, “Disintegration of Water Drops in an Electric Field”, *Proc. Roy. Soc. A* **280**, 383 (1964)
- [186] D. Stickler, *Abbildung von magnetischen Mikrostrukturen mittels Fourier-Transformations-Holografie*, Dissertation, Universität Hamburg (2010)
- [187] J. Orloff, *Handbook of Charged Particle Optics*, CRC Press (1997)
- [188] M. U. J. Orloff and L. Swanson, *High Resolution Focused Ion Beams: FIB and its Applications*, Kluwer Academic (2002)
- [189] D. Stickler, R. Frömter, W. Li, A. Kobs, und H. P. Oepen, “Integrated setup for the fabrication and measurement of magnetoresistive nanoconstrictions in ultrahigh vacuum”, *Rev. Sci. Instrum.* **79**, 103901 (2008)
- [190] A. Kobs, *Auswirkungen des Ga⁺-Beschusses auf den Magnetotransport in FIB-strukturierten Permalloy-Drähten*, Diplomarbeit, Universität Hamburg (2008)

- [191] A. Kobs, H. Spahr, D. Stickler, S. Hankemeier, R. Frömter, und H. P. Oepen, “Magnetic energies of single submicron permalloy rectangles determined via magnetotransport”, *Phys. Rev. B* **80**, 134415 (2009)
- [192] A. Perin, R. Gupta, G. Principi, C. Tosello, L. M. Gratton, E. Kuzmann, und Z. Klencsar, “Thermal stability of ion-beam mixed and laser-irradiated FeNiCr multilayers”, *Surf. Coat. Technol.* **103-104**, 93 (1998)
- [193] T. Miyazaki and T. Ajima, “Impurity effect on the anisotropic magnetoresistivity of 82Ni-Fe alloy film”, *J. Magn. Magn. Mater.* **81**, 91 (1989)
- [194] H. Nagura, K. Saito, K. Takanashi, und H. Fujimori, “Influence of third elements on the anisotropic magnetoresistance in permalloy films”, *J. Magn. Magn. Mater.* **212**, 53 (2000)
- [195] J. Fassbender, J. von Borany, A. Mücklich, K. Potzger, W. Möller, J. McCord, L. Schultz, und R. Mattheis, “Structural and magnetic modifications of Cr-implanted Permalloy”, *Phys. Rev. B* **73**, 184410 (2006)
- [196] “Micromagnetic Modeling Activity Group, National Institute of Standard and Technology, <http://www.ctcms.nist.gov/~rdm/mumag.html>”,
- [197] R. D. Gomez, T. V. Luu, A. O. Pak, K. J. Kirk, und J. N. Chapman, “Domain configurations of nanostructured Permalloy elements”, *J. Appl. Phys.*, **85**, 6163 (1999)
- [198] D. Goll, G. Schütz, und H. Kronmüller, “Critical thickness for high-remanent single-domain configurations in square ferromagnetic thin platelets”, *Phys. Rev. B* **67**, 094414 (2003)
- [199] M. Barthelmess, C. Pels, A. Thieme, und G. Meier, “Stray fields of domains in permalloy microstructures - Measurements and simulations”, *J. Appl. Phys.* **95**, 5641 (2004)
- [200] S. Cherifi, R. Hertel, J. Kirschner, H. Wang, R. Belkhou, A. Locatelli, S. Heun, A. Pavlovska, und E. Bauer, “Virgin domain structures in mesoscopic Co patterns: Comparison between simulation and experiment”, *J. Appl. Phys.* **98**, 043901 (2005)
- [201] S. Blomeier, P. Candeloro, B. Hillebrands, B. Reuscher, A. Brodyanski, und M. Kopnarski, “Micromagnetism and magnetization reversal of embedded ferromagnetic elements”, *Phys. Rev. B* **74**, 184405 (2006)
- [202] J. W. Lau, M. Beleggia, und Y. Zhu, “Common reversal mechanisms and correlation between transient domain states and field sweep rate in patterned Permalloy structures”, *J. Appl. Phys.* **102**, 043906 (2007)
- [203] H. A. M. van den Berg, “Self-consistent domain theory in soft ferromagnetic media. I. Solenoidal distributions in elliptical thin-film elements”, *J. Appl. Phys.* **57**, 2168 (1985)

- [204] H. A. M. van den Berg, “Self-consistent domain theory in soft-ferromagnetic media. II. Basic domain structures in thin-film objects”, *J. Appl. Phys.* **60**, 1104 (1986)
- [205] H. A. M. van den Berg, “Domain structures in soft-ferromagnetic thin-film objects”, *J. Appl. Phys.* **61**, 4194 (1987)
- [206] J. Jelli, K. Lebecki, S. Hankemeier, R. Frömter, H. Oepen, und U. Nowak, “Magnetic Domain Structure in Coupled Rectangular Nanostructures”, *IEEE Trans. Magn.* **49**, 1077 (2013)
- [207] S. Hankemeier, R. Frömter, N. Mikuszeit, D. Stickler, H. Stillrich, S. Pütter, E. Y. Vedmedenko, und H. P. Oepen, “Magnetic Ground State of Single and Coupled Permalloy Rectangles”, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 147204 (2009)
- [208] K. Xie, X. Zhang, W. Lin, P. Zhang, und H. Sang, “Magnetization splitting in Landau and diamond-domain structures: Dependence on exchange interaction, anisotropy, und size”, *Phys. Rev. B* **84**, 054460 (2011)
- [209] E. E. Huber, D. O. Smith, und J. B. Goodenough, “Domain-Wall Structure in Permalloy Films”, *J. Appl. Phys.* **29**, 294 (1958)
- [210] R. Ploessl, J. N. Chapman, A. M. Thompson, J. Zweck, und H. Hoffmann, “Investigation of the micromagnetic structure of cross-tie walls in permalloy”, *J. Appl. Phys.* **73**, 2447 (1993)
- [211] H. P. Oepen, G. Steierl, und J. Kirschner, “Scanning electron microscope with polarization analysis: Micromagnetic structures in ultrathin films”, *J. Vac. Sci. Technol., B* **20**, 2535 (2002)
- [212] X. Liu, J. N. Chapman, S. McVitie, und C. D. W. Wilkinson, “Reversal mechanisms and metastable states in magnetic nanoelements”, *J. Appl. Phys.* **96**, 5173 (2004)
- [213] L.Néel, “Théorie du traînage magnétique des ferromagnétiques en grains fins avec application aux terres cuites”, *Ann. Géophys.* **5**, 99 (1949)
- [214] W. F. Brown, “Thermal Fluctuations of a Single-Domain Particle”, *Phys. Rev.* **130**, 1677 (1963)
- [215] M. R. R. Azad, A. Kobs, B. Beyersdorff, P. Staeck, G. Hoffmann, R. Frömter, und H. P. Oepen, “Magnetostatic interaction of permalloy rectangles exhibiting a Landau state investigated by magnetotransport of single rectangles”, *Phys. Rev. B* **90**, 014404 (2014)
- [216] V. Novosad, M. Grimsditch, J. Darrouzet, J. Pearson, S. D. Bader, V. Metlushko, K. Guslienko, Y. Otani, H. Shima, und K. Fukamichi, “Shape effect on magnetization reversal in chains of interacting ferromagnetic elements”, *Appl. Phys. Lett.* **82**, 3716 (2003)

- [217] Y. Stöhr, J. Wu, B. D. Hermsmeier, M. G. Samant, G. R. Harp, S. Koranda, D. Dunham, und B. P. Tonner, “Element-specific magnetic microscopy with circularly polarized X-rays”, *Science* **259**, 658 (1993)
- [218] S. Anders, H. A. Padmore, R. M. Duarte, T. Renner, T. Stammli, A. Scholl, M. R. Scheinfein, J. Stöhr, L. Séve, und B. Sinkovic, “Photoemission electron microscope for the study of magnetic materials”, *Rev. Sci. Instrum.* **70**, 3973 (1999)
- [219] G. Schönhense, “Imaging of magnetic structures by photoemission electron microscopy”, *J. Phys.: Condens. Matter* **11**, 9517 (1999)
- [220] W. Kuch, J. Gilles, F. Offi, S. Kang, S. Imada, S. Suga, und J. Kirschner, “Element-selective mapping of magnetic moments in ultrathin magnetic films using a photoemission microscope”, *Surf. Sci.* **480**, 153 (2001)
- [221] G. Schmahl, D. Rudolph, B. Niemann, und O. Christ, “Zone-plate X-ray microscopy”, *Q. Rev. Biophys.* **13**, 297 (1980)
- [222] P. Fischer, T. Eimüller, G. Schütz, P. Guttmann, G. Schmahl, K. Pruegl, und G. Bayreuther, “Imaging of magnetic domains by transmission x-ray microscopy”, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **31**, 649 (1998)
- [223] P. Fischer, “Magnetic soft X-ray transmission microscopy”, *Curr. Opin. Solid State Mater. Sci.* **7**, 173 (2003)
- [224] W. Chao, B. D. Harteneck, J. A. Liddle, E. H. Anderson, und D. T. Attwood, “Soft X-ray microscopy at a spatial resolution better than 15 nm”, *Nature* **435**, 1210 (2005)
- [225] S. Rehbein, S. Heim, P. Guttmann, S. Werner, und G. Schneider, “Ultra-high-Resolution Soft-X-Ray Microscopy with Zone Plates in High Orders of Diffraction”, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 110801 (2009)
- [226] P. Horowitz und J. A. Howell, “A Scanning X-Ray Microscope Using Synchrotron Radiation”, *Science* **178**, 608 (1972)
- [227] C. Jacobsen, S. Williams, E. Anderson, M. Browne, C. Buckley, D. Kern, J. Kirz, M. Rivers, und X. Zhang, “Diffraction-limited imaging in a scanning transmission x-ray microscope”, *Opt. Commun.* **86**, 351 (1991)
- [228] T. Warwick, K. Franck, J. B. Kortright, G. Meigs, M. Moronne, S. Myneni, E. Rotenberg, S. Seal, W. F. Steele, H. Ade, A. Garcia, S. Cerasari, J. Denlinger, S. Hayakawa, A. P. Hitchcock, T. Tyliczszak, J. Kikuma, E. G. Rightor, H.-J. Shin, und B. P. Tonner, “A scanning transmission x-ray microscope for materials science spectromicroscopy at the advanced light source”, *Rev. Sci. Instrum.* **69**, 2964 (1998)
- [229] J. Miao, P. Charalambous, J. Kirz, und D. Sayre, “Extending the methodology of X-ray crystallography to allow imaging of micrometre-sized non-crystalline specimens”, *Nature* **400**, 342 (1999)

- [230] B. Abbey, K. A. Nugent, G. J. Williams, J. N. Clark, A. G. Peele, M. A. Pfeifer, M. de Jonge, und I. McNulty, “Keyhole coherent diffractive imaging”, *Nat. Phys.* **4**, 394 (2008)
- [231] O. M. Yefanov, A. V. Zozulya, I. A. Vartanyants, J. Stangl, C. Mocuta, T. H. Metzger, G. Bauer, T. Boeck, und M. Schmidbauer, “Coherent diffraction tomography of nanoislands from grazing-incidence small-angle x-ray scattering”, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 123104 (2009)
- [232] H. N. Chapman and K. A. Nugent, “Coherent lensless X-ray imaging”, *Nature Photon.* **4**, 833 (2010)
- [233] A. Tripathi, J. Mohanty, S. H. Dietze, O. G. Shpyrko, E. Shipton, E. E. Fullerton, S. S. Kim, und I. McNulty, “Dichroic coherent diffractive imaging”, *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.* **108**, 13393 (2011)
- [234] J. Kirz and H. Rarback, “Soft x-ray microscopes”, *Rev. Sci. Instrum.* **56**, 1 (1985)
- [235] A. Sakdinawat and D. Attwood, “Nanoscale X-ray imaging”, *Nature Photon.* **4**, 840 (2010)
- [236] S. Eisebitt, J. Luning, W. F. Schlotter, M. Lorgen, O. Hellwig, W. Eberhardt, and J. Stohr, “Lensless imaging of magnetic nanostructures by X-ray spectroholography”, *Nature* **432**, 885 (2004)
- [237] D. Stickler, R. Frömter, H. Stillrich, C. Menk, H. P. Oepen, C. Gutt, S. Streit-Nierobisch, L.-M. Stadler, G. Grübel, C. Tieg, und F. Yakhou-Harris, “Domain size in systems with canted magnetization”, *Phys. Rev. B* **84**, 104412 (2011)
- [238] C. Spezzani, F. Fortuna, R. Delaunay, H. Popescu, und M. Sacchi, “X-ray holographic imaging of magnetic order in patterned Co/Pd multilayers”, *Phys. Rev. B* **88**, 224420 (2013)
- [239] T. A. Duckworth, F. Y. Ogrin, G. Beutier, S. S. Dhesi, S. A. Cavill, S. Langridge, A. Whiteside, T. Moore, M. Dupraz, F. Yakhou, und G. van der Laan, “Holographic imaging of interlayer coupling in Co/Pt/NiFe”, *New J. Phys.* **15**, 023045 (2013)
- [240] K. Jefimovs, J. Vila-Comamala, T. Pilvi, J. Raabe, M. Ritala, und C. David, “Zone-Doubling Technique to Produce Ultrahigh-Resolution X-Ray Optics”, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 264801 (2007)
- [241] W. Chao, J. Kim, S. Rekawa, P. Fischer, und E. H. Anderson, “Demonstration of 12 nm Resolution Fresnel Zone Plate Lens based Soft X-ray Microscopy”, *Opt. Express* **17**, 17669 (2009)
- [242] K. Keskinbora, C. Grévent, M. Bechtel, M. Weigand, E. Goering, A. Nadzeyka, L. Peto, S. Rehbein, G. Schneider, R. Follath, J. Vila-Comamala, H. Yan, und G. Schütz, “Ion beam lithography for Fresnel zone plates in X-ray microscopy”, *Opt. Express* **21**, 11747 (2013)

- [243] W. Chao, P. Fischer, T. Tyliczszak, S. Rekawa, E. Anderson, und P. Naulleau, “Real space soft x-ray imaging at 10 nm spatial resolution”, *Opt. Express* **20**, 9777 (2012)
- [244] P. Thibault, M. Dierolf, A. Menzel, O. Bunk, C. David, und F. Pfeiffer, “High-Resolution Scanning X-ray Diffraction Microscopy”, *Science* **321**, 379 (2008)
- [245] J. Viefhaus, F. Scholz, S. Deinert, L. Glaser, M. Ilchen, J. Seltmann, P. Walter, und F. Siewert, “The Variable Polarization XUV Beamline P04 at PETRA III: Optics, mechanics and their performance”, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **710**, 151 (2013)
- [246] J. L. Erskine and E. A. Stern, “Calculation of the M_{23} magneto-optical absorption spectrum of ferromagnetic nickel”, *Phys. Rev. B* **12**, 5016 (1975)
- [247] B. T. Thole, G. van der Laan, und G. A. Sawatzky, “Strong Magnetic Dichroism Predicted in the $M_{4,5}$ X-Ray Absorption Spectra of Magnetic Rare-Earth Materials”, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 2086 (1985)
- [248] G. van der Laan, B. T. Thole, G. A. Sawatzky, J. B. Goedkoop, J. C. Fuggle, J.-M. Esteva, R. Karnatak, J. P. Remeika, und H. A. Dabkowska, “Experimental proof of magnetic x-ray dichroism”, *Phys. Rev. B* **34**, 6529 (1986)
- [249] G. Schütz, W. Wagner, W. Wilhelm, P. Kienle, R. Zeller, R. Frahm, und G. Materlik, “Absorption of circularly polarized x rays in iron”, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 737 (1987)
- [250] C. T. Chen, F. Sette, Y. Ma, und S. Modesti, “Soft-x-ray magnetic circular dichroism at the $L_{2,3}$ edges of nickel”, *Phys. Rev. B* **42**, 7262 (1990)
- [251] T. Funk, A. Deb, S. J. George, H. Wang, und S. P. Cramer, “X-ray magnetic circular dichroism: a high energy probe of magnetic properties”, *Coord. Chem. Rev.* **249**, 3 (2005)
- [252] C. T. Chen, Y. U. Idzerda, H.-J. Lin, N. V. Smith, G. Meigs, E. Chaban, G. H. Ho, E. Pellegrin, und F. Sette, “Experimental Confirmation of the X-Ray Magnetic Circular Dichroism Sum Rules for Iron and Cobalt”, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 152 (1995)
- [253] J. Stöhr and H.C.Siegmann, *Magnetism - From Fundamentals to Nanoscale Dynamics*, Springer Berlin / Heidelberg (2006)
- [254] D. Gabor, “A New Microscopic Principle”, *Nature* **161**, 777 (1948)
- [255] D. Gabor, W. E. Kock, und G. W. Stroke, “Holography”, *Science* **173**, 11 (1971)
- [256] A. V. Baez, “A Study in Diffraction Microscopy with Special Reference to X-Rays”, *J. Opt. Soc. Am.* **42**, 756 (1952)

- [257] J. W. Giles, JR., “Image Reconstruction from a Fraunhofer X-Ray Hologram with Visible Light”, *J. Opt. Soc. Am.* **59**, 1179 (1969)
- [258] D. Attwood, K. Halbach, und K.-J. Kim, “Tunable Coherent X-rays”, *Science* **228**, 1265 (1985)
- [259] M. Howells, C. Jacobsen, J. Kirz, R. Feder, K. McQuaid, und S. Rothman, “X-ray holograms at improved resolution: a study of zymogen granules”, *Science* **238**, 514 (1987)
- [260] J. C. Solem and G. C. Baldwin, “Microholography of Living Organisms”, *Science* **218**, 229 (1982)
- [261] J. E. Trebes, S. B. Brown, E. M. Campbell, D. L. Matthews, D. G. Nilson, G. F. Stone, und D. A. Whelan, “Demonstration of X-ray Holography with an X-ray Laser”, *Science* **238**, 517 (1987)
- [262] C. Jacobsen, M. Howells, J. Kirz, und S. Rothman, “X-ray holographic microscopy using photoresists”, *J. Opt. Soc. Am. A* **7**, 1847 (1990)
- [263] I. McNulty, J. Kirz, C. Jacobsen, E. H. Anderson, M. R. Howells, und D. P. Kern, “High-Resolution Imaging by Fourier Transform X-ray Holography”, *Science* **256**, 1009 (1992)
- [264] S. Lindaas, C. Jacobsen, A. Kalinovsky, und M. Howells, “X-ray holographic microscopy by means of photoresist recording and atomic-force microscope readout”, *J. Opt. Soc. Am. A* **13**, 1788 (1996)
- [265] E. Guehrs, C. M. Günther, R. Könnecke, B. Pfau, und S. Eisebitt, “Holographic soft X-ray omni-microscopy of biological specimens”, *Opt. Express* **17**, 6710 (2009)
- [266] B. M. Kincaid, “A shortperiod helical wiggler as an improved source of synchrotron radiation”, *J. Appl. Phys.* **48**, 2684 (1977)
- [267] K. Halbach, “Physical and optical properties of rare earth cobalt magnets”, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* **187**, 109 (1981)
- [268] K. J. Kim, “A synchrotron radiation source with arbitrarily adjustable elliptical polarization”, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* **219**, 425 (1984)
- [269] S. Sasaki, K. Kakuno, T. Takada, T. Shimada, K.-i. Yanagida, und Y. Miyahara, “Design of a new type of planar undulator for generating variably polarized radiation”, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **331**, 763 (1993)
- [270] J. A. Golovchenko, R. A. Levesque, und P. L. Cowan, “X-ray monochromator system for use with synchrotron radiation sources”, *Rev. Sci. Instrum.* **52**, 509 (1981)

- [271] T. Ohta, P. M. Stefan, M. Nomura, und H. Sekiyama, “Design and performance of a UHV compatible soft X-ray double crystal monochromator at the proton factory”, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **246**, 373 (1986)
- [272] S. Streit-Nierobisch, D. Stickler, C. Gutt, L.-M. Stadler, H. Stillrich, C. Menk, R. Frömter, C. Tieg, O. Leupold, H. P. Oepen, und G. Grübel, “Magnetic soft x-ray holography study of focused ion beam-patterned Co/Pt multilayers”, *J. Appl. Phys.* **106**, (2009)
- [273] C. Tieg, E. Jiménez, J. Camarero, J. Vogel, C. Arm, B. Rodmacq, E. Gautier, S. Auffret, B. Delaup, G. Gaudin, B. Dieny, und R. Miranda, “Imaging and quantifying perpendicular exchange biased systems by soft x-ray holography and spectroscopy”, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 072503 (2010)
- [274] S. Schaffert, B. Pfau, J. Geilhufe, C. M. Günther, M. Schneider, C. von Korff Schmising, und S. Eisebitt, “High-resolution magnetic-domain imaging by Fourier transform holography at 21 nm wavelength”, *New J. Phys.* **15**, 093042 (2013)
- [275] G. Faigel and M. Tegze, “X-Ray Holography”, *Struct. Chem.* **14**, 15 (2003)
- [276] S. Flewett, C. M. Günther, C. von Korff Schmising, B. Pfau, J. Mohanty, F. Büttner, M. Riemeier, M. Hantschmann, M. Kläui, und S. Eisebitt, “Holographically aided iterative phase retrieval”, *Opt. Express* **20**, 29210 (2012)
- [277] M. Guizar-Sicairos and J. R. Fienup, “Holography with extended reference by autocorrelation linear differentialoperation”, *Opt. Express* **15**, 17592 (2007)
- [278] D. Zhu, M. Guizar-Sicairos, B. Wu, A. Scherz, Y. Acremann, T. Tyliczszak, P. Fischer, N. Friedenberger, K. Ollefs, M. Farle, J. R. Fienup, und J. Stöhr, “High-Resolution X-Ray Lensless Imaging by Differential Holographic Encoding”, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 043901 (2010)
- [279] W. F. Schlotter, R. Rick, K. Chen, A. Scherz, J. Stöhr, J. Lüning, S. Eisebitt, C. Günther, W. Eberhardt, O. Hellwig, und I. McNulty, “Multiple reference Fourier transform holography with soft x rays”, *Appl. Phys. Lett.* **89**, 163112 (2006)
- [280] S. Marchesini, S. Boutet, A. E. Sakdinawat, M. J. Bogan, S. Bajt, A. Barty, H. N. Chapman, M. Frank, S. P. Hau-Riege, A. Szoke, C. Cui, D. A. Shapiro, M. R. Howells, J. C. H. Spence, J. W. Shaevitz, J. Y. Lee, J. Hajdu, und M. M. Seibert, “Massively parallel X-ray holography”, *Nature Photon.* **2**, 560 (2008)
- [281] T. Wang, D. Zhu, B. Wu, C. Graves, S. Schaffert, T. Rander, L. Müller, B. Vongbo, C. Baumier, D. P. Bernstein, B. Bräuer, V. Cros, S. de Jong, R. Delaunay, A. Fognini, R. Kukreja, S. Lee, V. López-Flores, J. Mohanty, B. Pfau, H. Popescu, M. Sacchi, A. B. Sardinha, F. Sirotti, P. Zeitoun, M. Messerschmidt, J. J. Turner, W. F. Schlotter, O. Hellwig, R. Mattana, N. Jaouen,

- F. Fortuna, Y. Acremann, C. Gutt, H. A. Dürr, E. Beaurepaire, C. Boeglin, S. Eisebitt, G. Grübel, J. Lüning, J. Stöhr, und A. O. Scherz, “Femtosecond Single-Shot Imaging of Nanoscale Ferromagnetic Order in Co/Pd Multilayers Using Resonant X-Ray Holography”, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 267403 (2012)
- [282] J. Geilhufe, B. Pfau, M. Schneider, F. Büttner, C. M. Günther, S. Werner, S. Schaffert, E. Guehrs, S. Frommel, M. Kläui, und S. Eisebitt, “Monolithic focused reference beam X-ray holography”, *Nat. Commun.* **5**, (2014)
- [283] E. Guehrs, C. M. Günther, B. Pfau, T. Rander, S. Schaffert, W. F. Schlotter, und S. Eisebitt, “Wavefield back-propagation in high-resolution X-ray holography with a movable field of view”, *Opt. Express* **18**, 18922 (2010)
- [284] D. M. Paganin, *Coherent X-Ray Optics*, Oxford Science Publications (2006)
- [285] E. Hourdakis, B. J. Simonds, und N. M. Zimmerman, “Submicron gap capacitor for measurement of breakdown voltage in air”, *Rev. Sci. Instrum.* **77**, 034702 (2006)
- [286] T. Pedersen, G. Fragiacomio, O. Hansen, und E. Thomsen, “Highly sensitive micromachined capacitive pressure sensor with reduced hysteresis and low parasitic capacitance”, *Sens. Actuators, A* **154**, 35 (2009)
- [287] M. Narducci, L. Yu-Chia, W. Fang, und J. Tsai, “CMOS MEMS capacitive absolute pressure sensor”, *J. Micromech. Microeng.* **23**, 055007 (2013)
- [288] F. Rudolf, “A micromechanical capacitive accelerometer with a two-point inertial-mass suspension”, *Sens. Actuators* **4**, 191 (1983)
- [289] K.-L. Chau, S. Lewis, Y. Zhao, R. Howe, S. Bart, und R. Marcheselli, “An integrated force-balanced capacitive accelerometer for low-g applications”, *Sens. Actuators, A* **54**, 472 (1996)
- [290] T. Mineta, S. Kobayashi, Y. Watanabe, S. Kanauchi, I. Nakagawa, E. Suganuma, und M. Esashi, “Three-axis capacitive accelerometer with uniform axial sensitivities”, *J. Micromech. Microeng.* **6**, 431 (1996)
- [291] A. Dhinojwala und S. Granick, “Micron-gap rheo-optics with parallel plates”, *J. Chem. Phys.* **107**, 8664 (1997)
- [292] W. Demtröder, *Experimentalphysik 2*, Springer Verlag (2009)
- [293] D. Meschede, *Gerthsen Physik*, Springer Verlag (2010)
- [294] C. Hwang, C. Chen, C. Chang, C. Liu, F. Lin, B. Wang, und R. Wahrer, “A novel superconducting octupole magnet for photon scattering experiments”, *J. Magn. Magn. Mater.* **239**, 586 (2002)
- [295] E. Arenholz und S. O. Prestemon, “Design and performance of an eight-pole resistive magnet for soft x-ray magnetic dichroism measurements”, *Rev. Sci. Instrum.* **76**, 083908 (2005)

- [296] O. Cugat, P. Hansson, und J. M. D. Coey, “Permanent magnet variable flux sources”, *IEEE Trans. Magn.* **30**, 4602 (1994)
- [297] J. Coey, “Permanent magnet applications”, *J. Magn. Magn. Mater.* **248**, 441 (2002)
- [298] R. Bjørk, C. Bahl, A. Smith, und N. Pryds, “Comparison of adjustable permanent magnetic field sources”, *J. Magn. Magn. Mater.* **322**, 3664 (2010)
- [299] S. Bodea, R. Ballou, und P. Molho, “Electrochemical growth of iron and cobalt arborescences under a magnetic field”, *Phys. Rev. E* **69**, 021605 (2004)
- [300] D. Nolle, M. Weigand, P. Audehm, E. Goering, U. Wiesemann, C. Wolter, E. Nolle, and G. Schütz, “Note: Unique characterization possibilities in the ultra high vacuum scanning transmission x-ray microscope (UHV-STXM) „MAXYMUS“ using a rotatable permanent magnetic field up to 0.22 T”, *Rev. Sci. Instrum.* **83**, 046112 (2012)
- [301] D. B. Gopman, H. Liu, und A. D. Kent, “A flux-coupled ac/dc magnetizing device”, *Rev. Sci. Instrum.* **84**, 065101 (2013)
- [302] M. F. Tesch, M. C. Gilbert, H.-C. Mertins, D. E. Bürgler, U. Berges, und C. M. Schneider, “X-ray magneto-optical polarization spectroscopy: an analysis from the visible region to the x-ray regime”, *Appl. Opt.* **52**, 4294 (2013)
- [303] M. Gilbert, H.-C. Mertins, M. Tesch, O. Berges, H. Feilbach, und C. M. Schneider, “TetraMag: A compact magnetizing device based on eight rotating permanent magnets”, *Rev. Sci. Instrum.* **83**, 025109 (2012)
- [304] O. Hellwig, G. Denbeaux, J. Kortright, und E. E. Fullerton, “X-ray studies of aligned magnetic stripe domains in perpendicular multilayers”, *Physica B* **336**, 136 (2003)

Publikationsliste

Veröffentlicht

B. Beyersdorff, S. Hankemeier, S. Röbber, Y. Stark, G. Hoffmann, R. Frömter, H. P. Oepen, und B. Krüger, „Thermal effects in spin-torque assisted domain wall depinning“, *Phys. Rev. B* **86**, 184427 (2012)

M. Hille, A. Frauen, B. Beyersdorff, A. Kobs, S. Hesse, R. Frömter, und H.P. Oepen, „Direct method for measuring the canting angle of magnetization“, *J. Appl. Phys.* **113**, 023902 (2013)

H.H. Langner, A. Vogel, B. Beyersdorff, M. Weigand, R. Frömter, H.P. Oepen, und G. Meier, „Local modification of the magnetic vortex-core velocity by gallium implantation“, *J. Appl. Phys.* **115**, 103909, (2014)

P. Skopintsev, A. Singer, J. Bach, L. Müller, B. Beyersdorff, S. Schleitner, O. Gorobtsov, A. Shabalin, R. P. Kurta, D. Dzhigaev, O. M. Yefanov, L. Glaser, A. Sakdinawat, G. Grübel, R. Frömter, H. P. Oepen, J. Viehhaus und I. A. Vartanyants, „Characterization of spatial coherence of synchrotron radiation with non-redundant arrays of apertures“, *J. Synchrotron Radiat.* **21**, 722 (2014)

M. R. R. Azad, A. Kobs, B. Beyersdorff, P. Staeck, G. Hoffmann, R. Frömter und H. P. Oepen, „Magnetostatic interaction of permalloy rectangles exhibiting a Landau state investigated by magnetotransport of single rectangles“, *Phys. Rev. B* **90**, 014404 (2014)

In Vorbereitung

J. Bach, R. Frömter, B. Beyersdorff, G. Winkler, L. Müller, S. Schleitner, M. Walter, J. Viehhaus, C. Thönnissen, K. Bagnschik, C. Weier, M. H. Berntsen, C. Schneider, G. Grübel, und H. P. Oepen, „New Microscopic Endstation 'EMIX' for Soft X-Ray Beamline P04 at PETRA III“ einzureichen bei *Rev. Sci. Instrum.* in 2014

Konferenzbeiträge

R. Frömter, B. Beyersdorff, S. Hankemeier und H. P. Oepen, Separation of spin-torque, Oersted-field and Joule-heating effects on domain-wall depinning in V-shaped nanowires, Vortrag auf der „56th Annual conference on Magnetism and Magnetic Materials (MMM)“2011, Scottsdale (USA)

M. R. R. Azad, A. Kobs, H. Spahr, B. Beyersdorff, D. Stickler, R. Frömter und H. P. Oepen, Magnetostatic interaction of single NiFe nanostructures, Vortrag auf der DPG Frühjahrstagung 2011, Dresden

B. Beyersdorff, S. Hankemeier, S. Röbler, Y. Stark, B. Krüger, R. Frömter, H. P. Oepen, Spin-torque assisted depinning of Domain Walls in V-shaped Nanowires, Vortrag auf der Frühjahrstagung der Material Research Society (MRS) 2012, San Francisco (USA)

J. Bach, R. Frömter, B. Beyersdorff, K. Bagschik, C. Weier, R. Adam, L. Müller, S. Schleitner, J. Viehhaus, G. Winkler, C. Thönnißen, C. Gutt, G. Grübel und H. P. Oepen, Pushing the spatial resolution of X-ray holographic microscopy below 20nm, Vortrag auf der DPG Frühjahrstagung 2012, Berlin.

P. Staeck, M. R. Rahbar Azad, A. Kobs, D. Stickler, B. Beyersdorff, H. Spahr, R. Frömter, und H. P. Oepen, Magneto-static interaction of single NiFe nanostructures, Vortrag auf der DPG Frühjahrstagung 2012, Berlin.

M. Hille, A. Frauen, B. Beyersdorff, A. Kobs, S. Hesse, R. Frömter, und H. P. Oepen, Determining the canting angle of magnetization via magnetoresistance measurements, Vortrag auf der DPG Frühjahrstagung 2012, Berlin.

J. Bach, R. Frömter, B. Beyersdorff, K. Bagschik, C. Weier, R. Adam, L. Müller, S. Schleitner, J. Viehhaus, G. Winkler, C. Thönnißen, C. Gutt, G. Grübel und H. P. Oepen, New instrument for high-resolved soft X-ray holography imaging at PETRA III and FLASH, Poster auf der „VIth International Mittelwihl School on Magnetism and Synchrotron Radiation“ 2012, Mittelwihl (Frankreich)

S. Schleitner, L. Müller, C. Gutt, R. Frömter, M. R. R. Azad, B. Beyersdorff, M. Hille, A. Kobs, H. P. Oepen, F. Capotondi, E. Pedersoli, M. Kiskinova und G. Grübel, Single-shot magnetic Fourier transform holography at FERMI@Elettra, Poster auf der „Science at FELs conference“2012, Hamburg

M. R. Rahbar Azad, A. Kobs, B. Beyersdorff, P. Staeck, H. Spahr, R. Frömter und

Literaturverzeichnis

H. P. Oepen, Magneto-static interaction of single NiFe nanostructures, Vortrag auf der „58th Annual Conference on MMM“2013, Denver (USA)

R. Frömter, J. Bach, B. Beyersdorff, S. Schleizer, L. Müller, C. Gutt, C. Weier, R. Adam, G. Grübel und Hans Peter Oepen, X-ray holographic microscopy of magnetic nanostructures, Vortrag auf der „58th Annual conference on Magnetism and Magnetic Materials (MMM)“2013, Denver (USA)

J. Bach, R. Frömter, B. Beyersdorff, K. Bagschik, C. Weier, R. Adam, L. Müller, S. Schleitner, J. Viefhaus, G. Winkler, C. Thönnißen, C. Gutt, G. Grübel und H. P. Oepen, High-resolved Soft X-ray Holographic Imaging at PETRA III, Poster beim „International Congress on X-ray optics an Microanalysis“ 2013, Hamburg

K. Bagschik, C. Thönnißen, R. Frömter, J. Bach, B. Beyersdorff, C. Weier, R. Adam, L. Müller, S. Schleitner, J. Viefhaus, G. Winkler, A. Meyer, C. Gutt, G. Grübel und H. P. Oepen, High-Resolution Magnetic Imaging with Soft X-Ray Holographic Microscopy, Vortrag auf der CUI Winter School, 2013

K. Bagschik, C. Thönnißen, R. Frömter, J. Bach, B. Beyersdorff, C. Weier, R. Adam, L. Müller, S. Schleitner, M. H. Berntsen, J. Viefhaus, L. Glaser, G. Winkler, A. Meyer, C. Gutt, G. Grübel, C. M. Schneider und H. P. Oepen, Investigation of Thickness-Driven Domain Size via X-ray Resonant Magnetic Scattering, Vortrag READi Workshop, 2014, Hamburg

K. Bagschik, J. Bach, B. Beyersdorff, R. Frömter, C. Weier, R. Adam, L. Müller, S. Schleitner, M. H. Berntsen, G. Grübel, C. M. Schneider und H. P. Oepen, Soft X-ray Holographic Microscopy, Vortrag PETRA III Variable Polarization XUV Beamline P04 Users Meeting 2014, Hamburg

R. Frömter, K. Bagschik, J. Bach, B. Beyersdorff, G. Winkler, L. Müller, S. Schleitner, M. Berntsen, C. Weier, R. Adam, G. Grübel, H. P. Oepen, Blocking the collapse of domain size during the spin-reorientation transition of canted Co/Pt multilayer films by second-order anisotropy, Vortrag auf der „59th Annual conference on Magnetism and Magnetic Materials (MMM)“2014, Honolulu (USA)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all den Leuten bedanken, ohne die diese Arbeit in ihrer jetzigen Form nicht zustande gekommen wäre und mit denen ich in den vergangenen Jahren zusammenarbeiten durfte:

- Prof. Dr. Hans Peter Oepen für die Möglichkeit zum Anfertigen dieser Dissertation sowie für die gute Betreuung über die Jahre.
- Prof. Dr. Kornelius Nielsch für die Übernahme des Zweitgutachtens dieser Arbeit
- Dr. Robert Frömter für die gute Zusammenarbeit im XHM-Projekt und für die zahlreichen eingebrachten Verbesserungsvorschläge insbesondere bei der Realisierung der Probenausrichtung des XHMs
- Judith Bach und Matthias Hille für die vielen unterhaltsamen Stunden im Büro
- Judith Bach, Dr. Leonard Müller, Stefan Schleitzer, Kai Bagschick und Christian Weier für die gute Zusammenarbeit auf den PETRA III Strahlzeiten, sowie Carsten Thönnißen und Gerrit Winkler für die Herstellung und Strukturierung der dabei untersuchten Proben
- Mahmoud Reza Rahbar Azad, Philipp Staeck und Andre Kobs für die Zusammenarbeit an der FIB und im *in situ* MR-Projekt, sowie letzterem für die gewissenhafte Durchsicht von großen Teilen dieser Arbeit
- Stefan Rößler für das Anfertigen von SEMPA-Aufnahmen der Permalloy-Rechtecke
- Axel Frauen für das zur Verfügung stellen der bei der Kalibrierung der magnetischen Mangel verwendeten Hallsonde
- Meinen Eltern Marion und Udo Beyersdorff für die jahrelange Unterstützung
- Allen sonstigen Kollegen der Gruppe G, die ich noch nicht aufgeführt habe, für eine interessante und lehrreiche Zeit.