

**Untersuchungen zur Wechselwirkung
von magnetischen Nanostrukturen mittels
Magnetotransport**

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
an der Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften
Fachbereich Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
PHILIPP STAECK

Hamburg
2017

Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. Hans Peter Oepen
Prof. Dr. Ralf Röhlsberger

Zusammensetzung der Prüfungskommission:

Prof. Dr. Sven-Olaf Moch
Prof. Dr. Hans Peter Oepen
Prof. Dr. Ralf Röhlsberger
Prof. Dr. Robert Heinrich Blick
Prof. Dr. Florian Grüner

Vorsitzender der Prüfungskommission:

Prof. Dr. Sven-Olaf Moch

Datum der Disputation:

01.02.2018

Vorsitzender des Prüfungsausschusses Physik:

Prof. Dr. Wolfgang Hansen

Leiter des Fachbereichs Physik:

Prof. Dr. Michael Potthoff

Dekan der Fakultät für Mathematik,
Informatik und Naturwissenschaften:

Prof. Dr. Heinrich Graener

Abstract

In this thesis two topics are discussed. In the first part, two different approaches are used to realize a current perpendicular to plane (CPP) geometry in order to detect the anisotropic interface magnetoresistance (AIMR) also in this geometry. In one approach a bridge structure is patterned into a 600 nm thick Pt/Co/Pt wire with a focused ion beam (FIB). The FIB process consists of two steps. In the first step the wire is narrowed to around 500 nm. In the second step two side-cuts are made after tilting the sample by about 89°. One cut starts from the bottom the other from the top of the wire resulting in a cross-section of the device of 400 nm × 500 nm. When a current is applied it has to flow in the vertical direction through the device that has been fabricated. The second approach uses wet chemical methods, as well as lithography techniques, to produce cylindrical nanostructures that are about 200 nm in diameter and 100 nm in height. These nanostructures are also made from Pt/Co/Pt and have contact pads on the top and bottom so that an applied current flows perpendicularly through the nanostructure.

In the second part of the thesis, cylindrical Pt/Co/Pt nanostructures with a diameter of ≈ 50 nm are produced with a combination of lithography and low energy ion-milling techniques. They exhibit an interface anisotropy resulting in an easy axis of the magnetization perpendicular to the film plane. Based on previous works, the manufacturing process is optimized and three nanostructures, that forms the corners of an equilateral triangle, are placed on a Hall cross. A minimum spacing of 30 nm between the nanostructures is realized to ensure measurable magnetostatic interactions. The anomalous Hall effect (AHE) serves as a measuring probe to determine the magnetic moment, the stray field, and the anisotropy constants of the nanostructures. Furthermore, the influence of the interaction on the switching field distribution (SFD), the occupation of a superparamagnetic nanostructure and the correlated switching of destabilized nanostructures are investigated. Experimental findings are explained within the theoretical framework of Thiaville, the Stoner-Wohlfarth model and by means of works by Néel and Brown.

Kurzzusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden zwei Themen behandelt. Im ersten Themenkomplex wird mit zwei verschiedenen Ansätzen versucht eine sogenannte „current perpendicular to plane“ (CPP) Geometrie zu realisieren, um den anisotropen Grenzflächenmagnetowiderstand (AIMR¹) auch in dieser Geometrie nachzuweisen. Zunächst wird mit Hilfe eines fokussierten Ionenstrahls (FIB²) eine Brückenstruktur in einen 600 nm dicken Pt/Co/Pt-Draht strukturiert. Im ersten der zwei Strukturierungsschritte wird der Draht bis auf etwa 500 nm verschmälert. Im zweiten Schritt werden, nachdem die Probe um ca. 89° gedreht worden ist, zwei seitliche Einschnitte vorgenommen. Die Einschnitte beginnen unten bzw. an der Oberseite des Drahtes und reichen mindestens bis über die Co-Schicht hinaus. Die resultierende Nanostruktur hat einen Querschnitt von 400 nm × 500 nm. Wird nun ein Strom eingeprägt, fließt dieser senkrecht zur Co/Pt-Grenzfläche der hergestellten Struktur. Der zweite Ansatz nutzt nasschemische Verfahren und Lithographietechniken, um zylinderförmige Nanostrukturen mit einem Durchmesser von 200 nm und einer Höhe von 100 nm herzustellen. Sie bestehen ebenfalls aus Pt/Co/Pt und besitzen oben und unten angebrachte Kontaktflächen, so dass der Strom senkrecht zur Grenzfläche der Nanostruktur fließen muss.

Im zweiten Teil der Arbeit werden ebenfalls in einer Kombination aus Lithographie- und Ätztechniken zylinderförmige Pt/Co/Pt-Nanostrukturen mit Durchmessern von ≈ 50 nm hergestellt. Sie weisen eine Grenzflächenanisotropie auf, die zu einer leichten Achse der Magnetisierung führt, welche senkrecht zur Strukturebene steht. Der in dieser Gruppe entwickelte Herstellungsprozess ist optimiert worden, um gezielte Anordnungen von Nanostrukturen zu erzeugen und deren Wechselwirkung untereinander zu untersuchen. Es werden drei Nanostrukturen so auf einem Hall-Kreuz angeordnet, dass sie die Ecken eines gedachten gleichseitigen Dreiecks bilden. Die Abstände der Strukturen zueinander betragen ≈ 30 nm, sodass messbare magnetostatische Wechselwirkungen auftreten. Als Messsonde dient der anomale Hall-Effekt (AHE), mit dessen Hilfe das magnetische Moment, Streufelder sowie die Anisotropiekonstanten der Nanostrukturen bestimmt werden können. Im Anschluss wird der Einfluss der Wechselwirkung auf die Schaltfeldverteilung (SFD³), die Besetzung eines superparamagnetischen Nanopunktes und das korrelierte Schalten destabilisierter Nanostrukturen untersucht. Experimentelle Ergebnisse werden mit Hilfe theoretischer Überlegungen Thiavilles, innerhalb des Stoner-Wohlfarth-Modells sowie mit Hilfe der Arbeiten von Néel and Brown erklärt.

¹engl.: **a**nisotropic **i**nterface **m**agnetoresistance

²engl.: **f**ocused **i**on **b**eam

³engl.: **s**witching **f**ield **d**istribution

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	5
2.1	Magnetismus	5
2.2	Energiebetrachtung	6
2.2.1	Anisotropiebestimmung	7
2.2.2	Änderung der Demagnetisierungsenergie	8
2.3	Stoner-Wohlfarth Modell	9
2.3.1	Energielandschaft und Barrierenhöhe	9
2.3.2	Stoner-Wohlfarth-Astroide	12
2.4	Langevin und Superparamagnetismus	14
2.5	Thermisches Schalten	16
2.6	Schaltfeldverteilung	20
2.7	Hall-Effekt	22
2.8	Mikromagnetische Simulationen	23
2.9	Streifeldberechnung von Co/Pt-Nanostrukturen in einer frustrier- ten Geometrie	24
2.9.1	Makrospinansatz	24
2.9.2	Numerischer Ansatz	26
3	Magnetotransport in der CPP-Geometrie	29
3.1	Herstellung der Strukturen mittels fokussierten Ionenstrahls (FIB)	29
3.2	Herstellung der CPP-Strukturen mittels Lithographie und Ionenätzen	32
3.3	Zusammenfassung und Ausblick	36
4	Wechselwirkung zwischen Nanostrukturen in einer Dreiecksgeometrie	39
4.1	Probenherstellung	40
4.2	Experimentaufbau	46
4.3	Vorbetrachtungen	46
4.3.1	Temperaturstabilität	46
4.3.2	Feldkalibrierung und Nullfeldeichung	49
4.3.3	Bestimmung der Anisotropiekonstanten mittels MOKE . .	51
4.3.4	Telegraphenrauschen	53
4.3.5	Zuordnung der Signale der Nanostrukturen	56
4.4	Winkelverteilung des Schaltfeldes - Stoner-Wohlfarth-Astroide . .	58
4.4.1	Ergebnisse der Schaltfelduntersuchung	58

Inhaltsverzeichnis

4.4.2	Verkippte Kristallachse	62
4.4.3	Verfahren zur Bestimmung der leichten Richtung der Magnetisierung einer Nanostruktur	66
4.4.4	Verzerrte Schaltfeldastroide	75
4.4.5	Interpretation der winkelabhängigen Schaltfelder	78
4.5	Das magnetische Moment einer Nanostruktur	81
4.5.1	Bestimmung des magnetischen Momentes im superparamagnetischen Bereich	81
4.5.2	Abschätzung des magnetischen Momentes einer thermisch geblockten Nanostruktur	86
4.6	Statistischer Ansatz zur Bestimmung der Anisotropie einer Nanostruktur	87
4.7	Magnetostatische Wechselwirkungen	93
4.7.1	Magnetostatische Manipulation der Besetzung	94
4.7.2	Einfluss der magnetostatischen Wechselwirkung auf die Schaltfeldverteilung einer Einzelstruktur	98
4.7.3	Korreliertes Schalten	107
5	Zusammenfassung und Ausblick	111
6	Anhang Nanostrukturen	117
6.1	Prozessschritte im Detail	117
6.2	Verwendete Proben	121
6.3	Demagnetisierungsfaktoren	121
	Literaturverzeichnis	125
	Publikationsliste	149

Einleitung

Hatte im Jahre 1956 die erste Festplatte (HDD¹) IBMs lediglich eine Speicherkapazität von 5 MB [1], so ist heute mit 12 TB bereits das 2400-fache im Handel erhältlich [2]. Bezogen auf die Speicherdichte von 2 kB/in² im Vergleich zu 864 GB/in² ergibt das einen Anstieg um mehr als das 400-millionenfache und verdeutlicht noch einmal mehr den enormen Anstieg. Computer, Notebooks und Smartphones werden bei gleicher oder steigender Speichergröße stetig kompakter und flacher. Programme und Anwendungen, auch Apps genannt, benötigen immer mehr Rechenleistung und Speicher. Um mit dieser Entwicklung mithalten zu können, müssen die magnetischen Speicherträger immer kleiner und dichter gepackt werden. Die Erhöhung der Speicherdichte stellt enorme Anforderungen an die Lese- und Schreibköpfe, die stetig verbessert werden müssen, um die kleiner werden Bits zuverlässig schalten und auslesen zu können. Des Weiteren muss die Signalstärke der einzelnen Speicherelemente groß genug sein. Um diesen Anforderungen nachzukommen, wurden mit dem anisotropen Magnetowiderstand (AMR²) 1991, mit dem Riesenmagnetowiderstand (GMR³) 1997 und dem Tunnelmagnetowiderstand (TMR⁴) 2005 [3] immer neue Widerstandseffekte eingesetzt, die abhängig von der Spin- und Stromkonfiguration immer größere Signale lieferten. Der Einfluss des Spins eines Elektrons bzw. der Einfluss des damit verbundenen magnetischen Moments auf den elektrischen Ladungstransport bildet die Grundlage der sogenannten Spintronik. Sie beinhaltet u. a. jene Bauelemente, die auf den genannten Widerstandseffekten basieren und ist von immenser Bedeutung für die Speichertechnik [4]. Die Entwicklung der Spintronik schreitet rasant voran. Mögliche Informationsträger der Zukunft könnten die nach T. H. R. Skyrme [5] be-

¹engl.: **h**ard **d**isc **d**rive

²engl.: **a**nisotropic **m**agneto**r**esistance

³engl.: **g**iant **m**agneto**r**esistance

⁴engl.: **t**unnel **m**agneto**r**esistance

Kapitel 1 Einleitung

nannten Skyrmionen darstellen. Diese auf atomarer Skala auftretenden topologisch geschützten Defekte [6, 7], können bereits unter Laborbedingungen ausgelesen und geschrieben werden [8]. Neben Skyrmionen, die auf wenige Atome beschränkt sind, bildet das Atom selbst die kleinst mögliche Speichereinheit. Das Schreiben und Lesen eines einzelnen Atoms ist kürzlich in einem Ultrahochvakuum (UHV) bei einer Temperatur von ca. -272 °C realisiert worden [9]. Wann und ob die atomaren Speicherelemente zum Einsatz kommen, ist momentan nicht absehbar.

Neben technischen Anforderungen gibt es auch weitere physikalische Herausforderungen, die es zu bewältigen gibt. Unterschreiten die magnetischen Nanostrukturen eine gewisse Größe, so werden sie thermisch instabil und wechseln zufällig ihren Zustand und die Information ist verloren. Diese physikalische Grenze wird superparamagnetisches Limit genannt. Um die Energiebarriere KV , die sich aus der Anisotropie K und dem Volumen V der Speicherstruktur zusammensetzt zu erhöhen, muss die Anisotropie bei schrumpfendem Volumen stark vergrößert werden. Da jedoch das Schaltfeld proportional zur Anisotropie ist, müssten starke lateral lokalisierte Felder erzeugt werden, um die Struktur zu Schalten, ohne dabei die Nachbarn zu stark zu beeinflussen. Eine mögliche Lösung bietet das sogenannte „heat-assisted magnetic recording“ (HAMR) [10, 11], bei dem lokal die zu schreibenden magnetischen Körner erhitzt werden, wodurch das benötigte Schaltfeld reduziert wird. Speicherdichten von ca. $1,4\text{ TB/in}^2$ wurden bereits realisiert [12]. Eine weitere nicht flüchtige Speichertechnik ist der „magnetoresistive random access memory“ (MRAM). MRAM bietet dieselben Zugriffszeiten wie herkömmliche Arbeitsspeicher, hat aber praktisch keine Ladezeiten, da der letzte Systemzustand in den magnetischen statt elektronischen Speicherelementen erhalten bleibt. Das Notebook fährt instantan hoch. Des Weiteren kann eine Speicherzelle nahezu unendlich oft beschrieben werden, da keine Verschleißeffekte auftreten [13]. Da die Reduzierung der Größe einer MRAM-Zelle technisch noch eine Herausforderung darstellt, wurden erst Speicher $< 300\text{ MB}$ realisiert [13]. Speicher mit einer Kapazität von 1 GB sind aber bereits angekündigt [14]. Während MRAM eher einen Ersatz für gegenwärtige Arbeits- und Flashspeicher darstellt, scheint sich für Speichermedien mit hoher Speicherdichte neben dem HAMR das „bit-patterned media“ (BPM) als weitere Alternative durchzusetzen [15]. Statt mit Hilfe eines dünnen Films und darin enthaltener magnetischer Körner Daten zu speichern, setzt BPM auf physisch von einander getrennte Speichereinheiten. Muss bei herkömmlichen Filmen auf eine schwache Austauschwechselwirkung der einzelnen Körner geachtet werden, um schmale Grenzen zwischen ihnen zu gewährleisten, kann bei BPM ein stark austauschgekoppelter Film aufgebracht werden. Das kritische Volumen der einzelnen Nanostrukturen entspricht so dem tatsächlichen Volumen der Struktur statt nur dem eines einzelnen Kornes [15]. Eine Übertragung des HAMR-Ansatzes auf ein „bit-patterned media“ (BPM) ist das „heated-dot magnetic recording“ (HDMR) [16–18]. Speicherdichten von mehr als 10 TB/in^2 sind vorstellbar. BPM wird u. a. lithographisch und mittels selbst organisierender

Blockcopolymeren hergestellt [15, 19, 20]

Neben der Speicherung von Daten sind auch Logikelemente oder Informationstransport mit Hilfe eindomäniger Nanostrukturen realisiert worden [21]. Imre et al. heben hervor, dass sich diese sogenannten „magnetic quantum-dot cellular automata“ (MQCA) u. a. durch eine geringe Dissipation auszeichnen, auf Grund der Größenordnung von 10 nm bis 100 nm eindomänig sind aber dennoch bei Raumtemperatur verwendet werden können, da sie über dem superparamagnetischen Limit liegen [22]. In Systemen, in denen die Magnetisierung in der Ebene liegt, werden meistens Rechtecke, Ellipsen oder leichte Modifikationen dieser Geometrien genutzt, da die Formanisotropie den eindomänigen Teilchen eine uniaxiale Anisotropie gibt [22–24]. Aber auch flache Zylinder, die mit Verspannungen durch Piezoelektronik eine sich ändernde Anisotropie erfahren, werden eingesetzt. Sie sind platzsparender und deren Energiebarriere kann eingestellt werden [25]. Die Logikelemente können mit Strömen, Feldern oder feldfrei mit Hilfe des Spin-Hall-Effekts (SHE) geschaltet werden [26]. Beschränken sich diese Anwendungen noch auf zwei Dimensionen sind viele weitere Applikationen auch in drei Dimensionen denkbar [27]. Neben einer Vielzahl von Anwendungen in der Spintronik sind magnetische Nanostrukturen auch in der Medizin von Interesse [28]. So kommen bspw. biokompatible Co-Partikel in der Krebsbehandlung zum Einsatz [29].

In der Industrie ist eine einheitliche und schmale Schaltfeldverteilung (SFD⁵) der Nanostrukturen von Interesse [15], da nur die ausgewählte Struktur und nicht auch deren Nachbarn geschaltet werden sollen [30, 31]. Neben intrinsischen Eigenschaften beeinflussen vor allem Dipol-Dipol-Wechselwirkung oder sogar Austauscheffekte bei sehr dicht gepackten Strukturen die SFD einzelner Speichereinheiten [32]. Für dicht gepackte Strukturen ist die Minimierung der Wechselwirkung eine der Hauptaufgaben [31, 33]. Die Untersuchungen werden stets für Ensembles von Nanostrukturen durchgeführt. Mit verschiedenen Methoden werden die Wechselwirkungen der Nachbarn von den intrinsischen Eigenschaften separiert [34–36]. Um mehr über die Systeme zu lernen, empfiehlt es sich, einzelne Nanostrukturen zu betrachten.

In dieser Arbeit werden in den beiden Hauptkapiteln 3 und 4 zwei unterschiedliche Systeme vorgestellt, in denen mit Hilfe von Magnetotransport einzelne bzw. drei wechselwirkende Nanostrukturen untersucht werden. Kapitel 3 hat das Ziel und besitzt die Motivation den anisotropen Grenzflächenmagnetowiderstand (AIMR⁶) in einer Geometrie nachzuweisen, bei welcher der Strom senkrecht zur Probenebene (CPP⁷) fließt. Bisher gelang der Nachweis dieses Grenzflächeneffektes nur in Geometrien, bei denen sich der Strom in der Probenebene (CIP⁸) ausbreitet

⁵engl.: switching field **d**istribution

⁶engl.: **a**nisotropic interface **m**agnetoresistance

⁷engl.: **c**urrent **p**erpendicular to **p**lane

⁸engl.: **c**urrent **i**n-**p**lane

Kapitel 1 Einleitung

[37]. Zwei Strukturierungskonzepte werden verfolgt, um die CPP-Geometrie zu realisieren. Der erste Ansatz basiert auf einem von Bell et al. [38] vorgeschlagenen Verfahren, welches auf einer 3D-Strukturierung mittels fokussierten Ionenstrahls (FIB⁹) basiert. In zwei Strukturierungsschritten wird ein 600 nm dicker Pt/Co/Pt-Draht zunächst verschmälert und nach einer Drehung um ca. 89° so von der Seite beschossen, dass zwei Einschnitte eine Nanostruktur mit einem Querschnitt von 400 nm × 500 nm definieren. Die Einschnitte beginnen unten bzw. an der Oberseite des Drahtes und reichen mindestens bis über die Co-Schicht, welche sich in der Mitte der Struktur befindet, hinaus. Die Form der erzeugten Nanostruktur zwingt einen eingepprägten Strom senkrecht durch die Co/Pt-Grenzfläche. Der zweite Ansatz nutzt nasschemische Verfahren und Lithographietechniken, um zylinderförmige Pt/Co/Pt-Nanostrukturen mit einem Durchmesser von 200 nm und einer Höhe von 100 nm herzustellen. Kontaktflächen über und unter dem Nanoturm ermöglichen ebenfalls einen senkrechten Stromfluss durch die Co/Pt-Grenzfläche.

In Kapitel 4 liegt das Hauptaugenmerk auf der Untersuchung einzelner bzw. weniger Nanostrukturen, statt wie üblich Ensemble von Nanostrukturen zu betrachten. Mit Hilfe von Lithographie und Ätztechniken werden drei Pt/Co/Pt-Nanostrukturen so auf einem Hall-Kreuz angeordnet, dass sie die Ecken eines gedachten gleichseitigen Dreiecks bilden. Die Strukturen besitzen eine uniaxiale Anisotropie, welche die Magnetisierung senkrecht zur Filmebene zwingt. Die Nanopunkte haben einen Durchmesser von 50 nm und weisen eine Co-Schichtdicke von 1,0 nm bzw. 1,2 nm auf. Aufgrund des geringen Abstands von 30 nm können die Strukturen über ihre Streufelder miteinander wechselwirken. Bevor die Wechselwirkung untersucht wird, werden einzelne der drei Strukturen betrachtet. Mit Hilfe des anomalen Hall-Effektes können u. a. deren magnetisches Moment und Anisotropie bestimmt werden. Sind die Einzeleigenschaften quantifiziert, wird der Einfluss der Wechselwirkung auf das superparamagnetische sowie das geblockte Schaltverhalten der Nanostrukturen betrachtet. Besonders die Untersuchung des magnetostatischen Einflusses zweier Nanostrukturen auf die Schaltfeldverteilung der dritten Struktur betrachtet aktuelle Fragestellungen in der Speicherindustrie.

⁹engl.: **f**ocused **i**on **b**eam

Theoretische Grundlagen

Bevor in dieser Arbeit auf die verschiedenen Experimente sowie deren Ergebnisse eingegangen wird, werden zunächst theoretische Modelle dargestellt. Sie sollen dem späteren Verständnis und zur Erklärung der Messergebnisse dienen. Dabei werden unter anderem der Magnetismus in reduzierten Dimensionen, der Hall-Effekt und mikromagnetische Simulationen kurz beleuchtet.

2.1 Magnetismus

Magnetismus beschreibt ein Naturphänomen und verdankt seine Namensgebung vermutlich dem altgriechischen „lithos magnes“, Stein aus Magnesia. Dabei handelt es sich um das magnetische Mineral Magnetit, welches im Bezirk Magnesia, Teil der griechischen Region Thessalien, vorkommt. Ebenfalls überliefert ist, dass ein Hirte namens „Magnes“ mit den Nägeln seiner Schuhe an Magnetit hängen blieb¹. Damals wie auch heute fasziniert dieses durch bewegte elektrische Ladungen oder magnetische Momente hervorgerufene Phänomen die Menschheit und findet vom Kompass bis zur Datenspeicherung eine breite Anwendung. Die wichtigsten Modelle und Begriffe sollen nun eingeführt werden. Wie oben erwähnt, wird ein Magnetfeld beispielsweise durch ein magnetisches Moment hervorgerufen. Es bildet die kleinste magnetische Einheit und unterliegt, da es einem Drehimpuls entspricht, einer Quantisierung. Für ein Elektron mit dem Bahndrehimpuls \hbar wurde das Bohr'sche Magneton $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$ eingeführt. Dabei sind $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ C die Elementarladung, $m_e = 9,109 \cdot 10^{-31}$ kg die Masse eines Elektrons und $\hbar = h/2\pi = 1,0546 \cdot 10^{-34}$ Js das reduzierte Plancksche Wirkungsquantum [40]. Elektrische und magnetische Felder sind über die von James C.

¹Die Quellen sind nicht eindeutig. Nachzulesen z.B. unter der Referenz [39] oder in einschlägigen Internetportalen

Kapitel 2 Theoretische Grundlagen

Maxwell 1865 beschriebenen Maxwell-Gleichungen mit einander verknüpft [41]. So beschreiben bewegte Ladungen bzw. Stromdichten j sowie sich zeitlich ändernde elektrische Felder E die Rotation eines magnetischen Feldes.

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (2.1)$$

Dies kann beispielsweise in stromdurchflossenen Leitern, Spulen oder beim Laden eines Kondensators beobachtet werden. Des Weiteren ist von Interesse, dass der gesamte magnetische Fluss durch eine geschlossene Fläche 0 ist, bzw. es existieren keine magnetischen Monopole².

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.2)$$

Neben diesen grundlegenden Dingen muss man zwischen verschiedenen Formen des Magnetismus unterscheiden. Für eine Übersicht aller Arten und deren Einteilung sei an dieser Stelle erneut auf die Literatur verwiesen [39, 41–44]. In dieser Arbeit sind der Para-, der Superpara- und der Ferromagnetismus von Interesse. Auf den Superparamagneten wird später in Abs. 2.4 eingegangen. Bei einem Paramagneten besitzen zunächst alle Atome ein magnetisches Moment, welches mit einem externen Feld wechselwirken kann. Untereinander findet keine Wechselwirkung statt und es liegt keine magnetische Ordnung vor. Wird ein externes Feld angelegt, werden die Momente entlang der Feldrichtung ausgerichtet bis alle parallel zum Feld stehen (Sättigung). In ferromagnetischen Materialien wechselwirken die einzelnen Momente, deren Ursache der Spin des Elektrons ist, zusätzlich miteinander. Im Ferromagneten herrscht eine magnetische Ordnung auch ohne ein ausrichtendes externes Feld vor. Ursache ist die Austauschwechselwirkung, welche aus quantenmechanischen Eigenschaften der Spins folgt. Diese Ordnung geht ab einer kritischen Temperatur, der Curie-Temperatur, verloren. Der Ferromagnet verhält sich ab dieser Temperatur wie ein Paramagnet. Für einen tieferen Einblick in die quantenmechanischen Zusammenhänge sei z. B. auf Referenz [45] verwiesen.

2.2 Energiebetrachtung

Magnetische Momente richten sich stets so aus, dass sie ihre Energie minimieren. Daher ist ein möglicher Magnetisierungszustand bzw. eine Domänenkonfiguration immer das Ergebnis eines Wechselspiels der beitragenden Energieterme [46]. Die grundlegendsten und für diese Arbeit relevanten Beiträge werden im Folgenden

²Bisher sind keine magnetischen Monopole entdeckt worden. Gleichung 2.2 ist u. a. von Bedeutung, wenn man entmagnetisierende bzw. Streufelder bestimmen möchte. Da $\nabla \cdot \mathbf{B} = \mu_0 \nabla \cdot (\mathbf{H} + \mathbf{M}) = 0 \Rightarrow \nabla \cdot \mathbf{H} = -\nabla \cdot \mathbf{M}$. Dies tritt vor allem an den Probenrändern auf, wenn die Magnetisierung eine senkrechte Komponente bzgl. des Randes aufweist. Dies führt zu Oberflächenladungen. Ist die Magnetisierung innerhalb der Struktur inhomogen, entstehen Volumenladungen. Beide führen zu magnetischen Feldern.

lediglich kurz genannt. Dabei handelt es sich um die Austauschwechselwirkung, die Zeeman-Energie und um die magnetokristalline, die Form- und die Grenzflächenanisotropie. Die einzelnen Beiträge können in der Literatur nachgelesen werden [39, 41–44]. Von besonderem Interesse ist jedoch die Bestimmung der effektiven Anisotropie einer Nanostruktur und des Filmsystems, welches ihr zugrunde liegt. Wie die effektive Anisotropie eines dünnen Films bestimmt wird und welchen Einfluss die Strukturierung auf die Anisotropie hat, wird in den nächsten zwei Abschnitten erläutert. Für die Wechselwirkung der Strukturen untereinander ist die Dipol-Dipol-Wechselwirkung wichtig. Aufgrund ihrer Streufelder beeinflussen sie sich gegenseitig auch auf größeren Längenskalen. Eine Abschätzung der Streufelder und der Dipol-Dipol-Wechselwirkung wird gesondert in Abs. 2.9 behandelt.

2.2.1 Anisotropiebestimmung

Wäre die zu untersuchende Probe in ihren Eigenschaften isotrop, gäbe es keine bevorzugte Ausrichtung der Magnetisierung. Die in dieser Arbeit verwendeten Strukturen verhalten sich jedoch in verschiedenen Richtungen anders und sind somit anisotrop. Sie zeichnen sich im Wesentlichen durch eine uniaxiale Anisotropie aus, sodass die Magnetisierung bevorzugt entlang einer definierten Achse stehen möchte. Die Anisotropie steht im Wechselspiel mit anderen Energiebeiträgen und ist für die Ausrichtung der Magnetisierung mit verantwortlich. Um die später verwendeten Filmsysteme charakterisieren zu können, wird oft die effektive Anisotropie erster Ordnung angegeben. Diese beinhaltet alle relevanten Beiträge, die im konkret vorliegenden Filmsystem mit in die Betrachtung eingehen.

$$K_{1,\text{eff}} = \underbrace{K_{1,\text{V}} - \frac{\mu_0}{2} M_{\text{S}}^2}_{K_{1,\text{Veff}}} + \frac{2K_{1,\text{S}}}{d} \quad (2.3)$$

Enthalten sind die im vorherigen Abschnitt erwähnte Volumenanisotropie (magnetokristalline Ani.) $K_{1,\text{V}}$, die Demagnetisierungsenergie (Formanisotropie) des Films $-\frac{\mu_0}{2} M_{\text{S}}^2$ und dessen Grenzflächenanisotropie $K_{1,\text{S}}$. Ist $K_{1,\text{eff}}$ klein, wird zur Beschreibung die zweite Ordnung der Anisotropie K_2 hinzugezogen. Um ein Maß für die Anisotropie zu erhalten, wird das Magnetisierungsverhalten im externen Feld betrachtet. Die freie Energie E wird daher um die Zeeman-Energie erweitert:

$$f = \frac{E}{V} = K_{1,\text{eff}} \sin^2(\theta) + K_2 \sin^4(\theta) - \mu_0 H M_{\text{S}} \cos(\phi - \theta). \quad (2.4)$$

Dabei sind θ und ϕ die Winkel zwischen Magnetisierung \mathbf{M} und bevorzugter Richtung bzw. zwischen externem Feld $\mu_0 \mathbf{H}$ und bevorzugter Richtung (vgl. Abb. 2.1). Bei der Bestimmung der Anisotropie unterscheidet man nun zwei Fälle. Entweder legt man das externe Magnetfeld in der Filmebene oder senkrecht zu dieser an. Liegt das Feld dabei senkrecht zur leichten Magnetisierungsrichtung,

Kapitel 2 Theoretische Grundlagen

dreht sich die Magnetisierung kohärent mit. Bestimmt man für beide Fälle die Ableitung der freien Energie und minimiert diese, kann man den Winkel θ , und somit die Komponente der Magnetisierung parallel bzw. senkrecht zur Filmebene bestimmen. Wird ein externes Feld in die Filmebene ($\phi = 90^\circ$) einer „out of plane“³ Probe gelegt, ergibt sich aufgrund der Energieminimierung $\frac{dE}{d\theta} \stackrel{!}{=} 0$ der Gl. 2.4 folgender Zusammenhang:

$$\frac{2K_{1,\text{eff}}}{M_S} m_{\parallel} + \frac{4K_2}{M_S} m_{\parallel}^3 = \mu_0 H \quad (2.5)$$

Hierbei ist $m_{\parallel} = \frac{M_{\parallel}}{M_S} = \sin(\theta)$ die Magnetisierungskomponente parallel zur Filmebene. Für den Fall, dass die Magnetisierung einer „in plane“ Probe rotiert werden soll, wird das Magnetfeld parallel zur Probennormalen angelegt ($\phi = 0^\circ$). Ableiten nach θ und null setzen führt zu:

$$- \left(\frac{2K_{1,\text{eff}} + 4K_2}{M_S} \right) m_{\perp} + \frac{4K_2}{M_S} m_{\perp}^3 = \mu_0 H \quad (2.6)$$

$m_{\perp} = \frac{M_{\perp}}{M_S} = \cos(\theta)$ beschreibt in diesem Fall die Magnetisierungskomponente senkrecht zur Filmebene. Mit Hilfe von Gleichungen 2.5 und 2.6 kann so auf die Anisotropiekonstanten geschlossen werden. Sie stellen Anpassungsparameter dar. Ein konkretes Beispiel ist in Abschnitt 4.3.3 gegeben.

2.2.2 Änderung der Demagnetisierungsenergie

Neben der Anisotropie der hergestellten Filmsysteme und letztendlich der Anisotropie einer Nanostruktur, gilt es das Augenmerk auf die Demagnetisierungsenergie zu richten. Beim Strukturierungsprozess ist sie der Energiebeitrag, der sich maßgeblich ändert und über die leichte Achse der Magnetisierung mitentscheidet. Der Strukturierungsprozess in dieser Arbeit ist eine Kombination aus nasschemischen Verfahren kombiniert mit Lithographie und Sputterprozessen. Wie diese Prozesse aus einem dünnen Film zylindrische Nanostrukturen erzeugen, wird in Abs. 4.1 genauer beschrieben. Millev et al. [47] liefern genau für diesen Übergang von einem dünnen Film zur Nanostruktur eine analytische Formel, welche die Änderung der Demagnetisierungsenergie angibt.

$$K_{\text{Zylinder}}(\kappa) = -\frac{1}{2}\mu_0 M_S^2 \cdot X \cdot \underbrace{\left(1 + \frac{2\kappa}{\pi} - \frac{3}{2\sqrt{\kappa^2 + 1}} \cdot {}_2F_1 \left(\frac{5}{2}, \frac{1}{2}; 2; \frac{\kappa^2}{\kappa^2 + 1} \right) \right)}_{\Delta N} \quad (2.7)$$

³„out of plane“ (aus der Ebene) und „in plane“ (in der Ebene) sind dem Englischen entlehnt und beschreiben die Ausrichtung der leichten Achse der Magnetisierung parallel zur Filmmormalen bzw. in der Filmebene.

Dabei ist $\kappa = \frac{d}{h}$ das Verhältnis aus Strukturdurchmesser d und dessen Höhe h . X stellt eine Materialkonstante nahe 1 dar und ΔN beschreibt die Differenz der Demagnetisierungsfaktoren, welche für ausgewählte Verhältnisse in Ref. [48] berechnet worden sind. Die Berechnung erfolgt über eine hypergeometrische Funktion ${}_2F_1$. Im Anhang 6.3 werden in Tabelle 6.3 für einige Verhältnisse κ analytische, numerische und simulierte Werte miteinander verglichen. Die Simulation erfolgt mithilfe der Software MicroMagnum [49]. Es zeigt sich, dass die Unterschiede aller drei Verfahren vorwiegend in der dritten Nachkommastelle zu finden sind und sich somit eignen die Änderung der Formanisotropie zu beschreiben.

2.3 Stoner-Wohlfarth Modell

Ein besonders für den zweiten Teil dieser Arbeit wichtiges Modell ist 1948 von E. C. Stoner und E. P. Wohlfarth vorgestellt worden [50, 51]. Es beschreibt auf intuitive Weise das Magnetisierungsverhalten kleiner eindomäniger Partikel am Beispiel eines Ellipsoids. Diese Partikel sollen im Folgenden eine uniaxiale Anisotropie besitzen, welche dem System eine ausgezeichnete Richtung vorgibt. Ihnen wird ein Makrospin zugeordnet, welcher sich parallel bzw. antiparallel zu dieser Achse ausrichten kann. Wie sich das Moment der Nanostruktur unter dem Einfluss seiner Anisotropie und eines externen Feldes verhält und welche Erkenntnisse daraus abgeleitet werden können, wird in den folgenden zwei Unterabschnitten betrachtet.

2.3.1 Energielandschaft und Barrierenhöhe

Die Ausrichtung der Magnetisierung in einem externen Feld, ist in Abb. 2.1 verdeutlicht. Sie wird aus ihrer leichten Achse herausgezogen, sobald ein externes Feld unter einem Winkel $\phi \neq 0^\circ$ angelegt wird. Die Auslenkung der Magnetisierung hängt von der Stärke der uniaxialen Anisotropie sowie von der Stärke des externen Feldes ab und kann mit Hilfe der Energiebetrachtung in Gleichung 2.4 bzw. ihrer reduzierten Form \tilde{f}

$$\tilde{f} = \sin^2(\theta) - 2h \cdot \cos(\phi - \theta). \quad (2.8)$$

beschrieben werden. Dabei wird üblicher Weise das Anisotropiefeld $H_K = \frac{2K}{\mu_0 M_s}$, sowie das reduzierte Feld $h = \frac{H}{H_K}$ eingeführt. Trägt man \tilde{f} für feste h gegen θ auf, so erhält man die in Abb. 2.2 dargestellten Kurvenverläufe. Die Achse uniaxialer Anisotropie des hier gezeigten Systems liegt in Richtung der z -Achse, während das Magnetfeld senkrecht dazu ($\phi = 90^\circ$) in verschiedenen Stärken angelegt wird. Ist $h = 0$ existieren zwei gleichwertige Energieminima bei $\theta = 0^\circ$ bzw. $\theta = 180^\circ$, zwischen denen das Partikel wechselt, sofern die Energiebarriere ΔE überwunden werden kann. Die leichte Achse der Magnetisierung fällt im feldfreien Raum mit der Anisotropieachse überein. Erhöht sich nun das externe Feld, wird die Magnetisierung aus der z -Achse gezogen. Die Energieminima verschieben sich beide

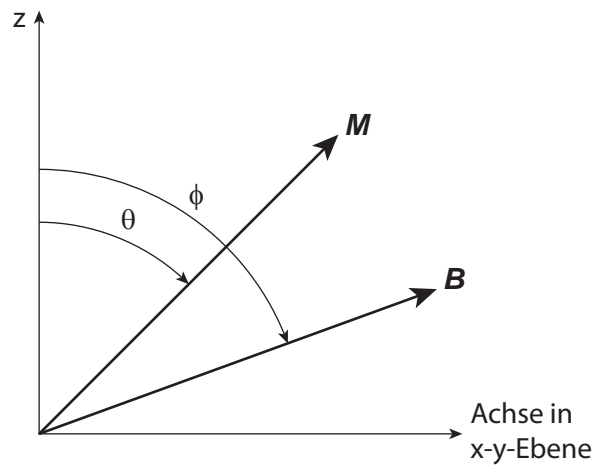


Abb. 2.1: Magnetisierung \mathbf{M} eines Partikels mit uniaxialer Anisotropie unter dem Einfluss eines externen Magnetfeldes \mathbf{B} . Die Ausrichtung der Magnetisierung wird durch die Anisotropie- und die Zeemann-Energie bestimmt. θ und ϕ beschreiben jeweils die Auslenkung von \mathbf{M} und \mathbf{B} bezüglich der z -Achse. $\theta - \phi$ ergibt den Winkel zwischen \mathbf{B} und \mathbf{M} , welcher in die Berechnung der Zeeman-Energie eingeht. Je nachdem ob es sich um ein „out of plane“ oder „in plane“ System handelt, liegt die leichte Achse parallel zur z -Achse bzw. in der xy -Ebene. Letzterer Fall wird auch leichte Ebene bzw. „easy plane“ genannt.

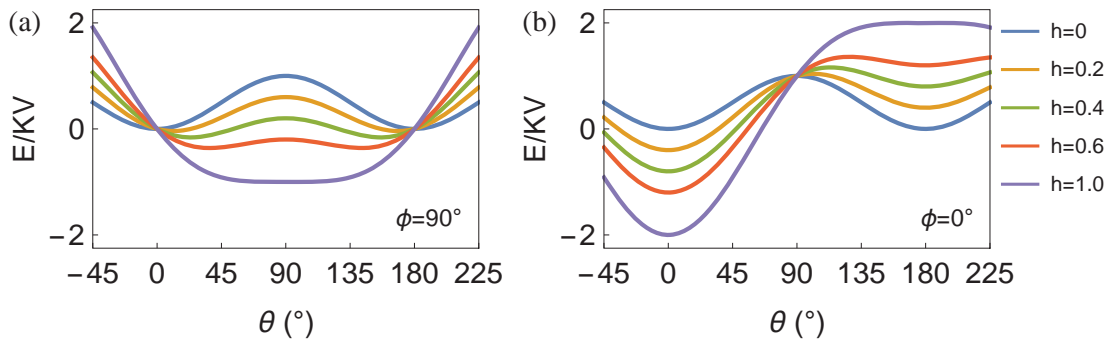


Abb. 2.2: Reduzierte freie Energiedichte $\tilde{f} = E/KV$ in Abhängigkeit der Verkippung der Magnetisierung bezüglich der leichten Achse. Das reduzierte Feld $h \in [0; 1]$ wird unter festem Winkel (a) $\phi = 90^\circ$ und (b) $\phi = 0^\circ$ angelegt. Für $h = 0$ (—) sind in (a) und (b) die beiden Minima bei $\theta = 0^\circ$ bzw. $\theta = 180^\circ$ zu erkennen. Für $h = 1$ (—) ist in beiden Fällen keine trennende Energiebarriere mehr vorhanden.

in Richtung der 90° -Achse (Richtung des angelegten Feldes). Die Energiebarriere befindet sich stets bei $\theta = 90^\circ$. Die Minima von Gleichung 2.8 genügen den Beziehungen

$$\frac{d\tilde{f}}{d\theta} = \sin(\theta) \cos(\theta) - h \cdot \sin(\phi - \theta) \stackrel{!}{=} 0 \quad (2.9)$$

$$\frac{d^2\tilde{f}}{d\theta^2} = \cos(2\theta) + h \cdot \cos(\phi - \theta) > 0 \quad (2.10)$$

Für Maxima muss Gl. 2.10 entsprechend < 0 genügen. Für $\phi = 90^\circ$ findet sich für die reduzierte Formulierung eine Barrierenhöhe $\Delta\tilde{f} = \tilde{f}_{\max} - \tilde{f}_{\min} = (h - 1)^2$. Dementsprechend ist für $h = 1$ die Zeeman-Energie doppelt so groß wie die Anisotropieenergie und die Minima sind miteinander verschmolzen, da für die Energiebarriere nun $\Delta E = 0$ gilt. Dieser Punkt ist insbesondere für spätere Experimente von Interesse, bei denen mit Hilfe eines „in plane“ Feldes die Energiebarriere einer Nanostruktur soweit reduziert wird, dass die thermische Energie ein Springen zwischen den Energieminima auslösen kann.

Das System verhält sich anders, wenn man das Feld entlang der leichten Achse anlegt ($\phi = 0$). Zunächst liegen für $h = 0$ weiterhin zwei gleichwertige Energieminima vor, die durch eine Energiebarriere gleichermaßen von einander getrennt sind. Erhöht man nun das externe Feld wird eines der beiden Niveaus abgesenkt, während das zweite energetisch immer ungünstiger wird. Ein entsprechender Verlauf der reduzierten freien Energiedichte ist ebenfalls in Abb. 2.2 dargestellt. Die Potentialbarriere ändert sich dahingehend, dass viel mehr Energie aufgewendet werden muss, um bspw. vom unteren in das obere Niveau zu wechseln, als umgekehrt. Die Potentialtiefe des oberen Niveaus wird dagegen immer flacher, bis sie schließlich für $h = 1$ zu einem Sattelpunkt übergeht und mit dem Maximum verschmilzt. Die Energieminima bleiben bei $\theta = 0^\circ$ bzw. $\theta = 180^\circ$ während das Maximum auf das ungünstigere der beiden Täler zuläuft. Für die Position des Maximums θ_{\max} gilt $\cos\theta_{\max} = -h$. Die Minima sind an den Stellen $\theta = 0^\circ$ und $\theta = 180^\circ$ durch $-2h$ und $+2h$ für die reduzierte bzw. $-\mu B$ und $+\mu B$ für die nicht reduzierte Energie gegeben. Die Extremstellen folgen erneut aus der Betrachtung von $\frac{\partial E}{\partial \theta} \stackrel{!}{=} 0$, wobei nun $\phi = 0^\circ$ gilt. Anhand dieser sind die Potentialtiefen $\Delta E = KV \cdot (1 \pm h)^2$ ableitbar. Dieses Verhalten kann im späteren Verlauf dazu verwendet werden, um verschieden stark gewichtete Niveaubesetzungen der Nanopunkte zu erklären. Da das Partikel je nach Zustand eine andere Potentialbarriere sieht, die überwunden werden muss, um in das andere Niveau zu wechseln, ergeben sich nach Gleichung 2.24 unterschiedliche Schaltzeiten bzw. Schaltfrequenzen für die beiden Niveaus. Im Regelfall wird im Experiment weder die leichte noch die harte Richtung exakt getroffen. Die Gleichung 2.8 lässt sich analytisch nur für $\phi = 0$, $\pi/4$ und $\pi/2$ lösen [52]. Für alle weiteren Auslenkungen des externen Feldes wird auf numerische Lösungsverfahren zurückgegriffen.

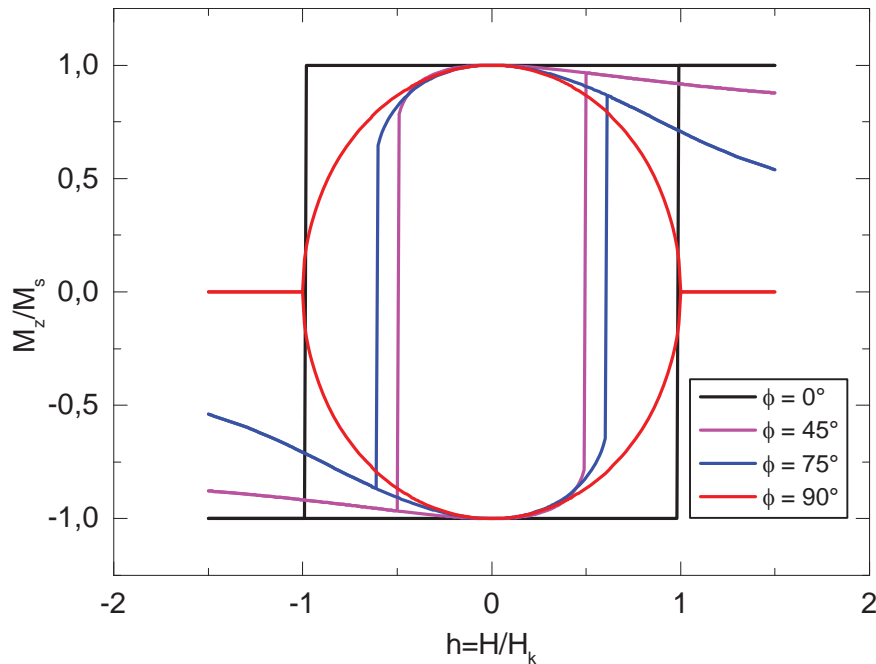


Abb. 2.3: Für unterschiedliche Ausrichtungen ϕ des externen Feldes sind Hysteresen eines Stoner-Wohlfarth-Teilchens dargestellt. Hierbei wird die normierte z -Komponente M_z/M_s gegen das reduzierte Feld $h = H/H_K$ aufgetragen. Das Teilchen weist eine uniaxiale Anisotropieachse, welche parallel zur z -Achse steht, auf. Für $\phi = 0^\circ$ erhält man die typische Rechteckhysterese. Für Winkel $\phi \neq 0$ kann ein Drehmoment wirken und führt zu einer Abrundung der Hysteresen, da die Magnetisierung kohärent dreht.

2.3.2 Stoner-Wohlfarth-Astroide

Anhand der Energiegleichung 2.8 können mittels Energieminimierung die Auslenkungen des magnetischen Momentes je nach Richtung und Stärke des externen Feldes bestimmt werden (vgl. Abb. 2.1). Der Kosinus des eingeschlossenen Winkels (θ) bezüglich der z -Achse ergibt die z -Komponente der Magnetisierung. Diese ist auf Grund der Konzipierung des Experimentes von Interesse, da man durch den anomalen Hall-Effekt (AHE) sensitiv auf die z -Komponente ist. Wird M_z/M_s gegen h für verschiedenen Winkel des externen Feldes aufgetragen, ergeben sich die in Abb. 2.3 dargestellten Hysteresen. Hieraus kann die Schaltfeldastroide abgeleitet werden. Er beschreibt unter welchem Winkel und bis zu welcher externen Feldstärke die Magnetisierung eines Partikels nicht mehr kohärent rotiert, sondern irreversibel in einen anderen Zustand schaltet⁴. Dieser Punkt ist in den Hysteresen als Sprung der Magnetisierung zu erkennen und genügt den Bedingungen $\frac{dE}{d\theta} \stackrel{!}{=} 0$ sowie $\frac{d^2E}{d\theta^2} = 0$. An dieser Stelle wird das Energieminimum zu

⁴Da das Stoner-Wohlfarth-Modell keine thermischen Einflüsse berücksichtigt, gelten die ermittelten Sprungfelder nur für $T = 0$. Werden thermische Fluktuationen berücksichtigt, reduzieren sich die Schaltfelder [53].

einem Sattelpunkt. Die Energiebarriere ist somit nicht mehr vorhanden und das Partikel kann ungehindert in den günstigeren Energiezustand übergehen und schalten. Die entsprechenden Ableitung sind in ihrer reduzierten Form durch Gl. 2.9 und 2.10 gegeben. Mithilfe trigonometrischer Additionstheoreme lassen sich beide Ausdrücke wie folgt umformen:

$$H_K = \frac{H_{\perp}}{\sin(\theta)} - \frac{H_{\parallel}}{\cos(\theta)} \quad (2.11)$$

$$0 = \cos(2\theta) + \frac{H_{\parallel}}{H_K} \cos(\theta) + \frac{H_{\perp}}{H_K} \sin(\theta) \quad (2.12)$$

Dabei sind $H_{\perp} = H \sin(\phi)$ und $H_{\parallel} = H \cos(\phi)$ die Komponenten des externen Feldes, die senkrecht bzw. parallel zur leichten Achse stehen. Setzt man 2.11 in 2.12 ein um H_K zu eliminieren, ergibt sich

$$0 = H_{\parallel} \cdot \underbrace{\left(\cos(\theta) - \frac{\cos(2\theta)}{\cos(\theta)} \right)}_{\frac{\sin^2(\theta)}{\cos(\theta)}} + H_{\perp} \cdot \underbrace{\left(\sin(\theta) + \frac{\cos(2\theta)}{\sin(\theta)} \right)}_{\frac{\cos^2(\theta)}{\sin(\theta)}} \quad (2.13)$$

$$0 = \frac{H_{\parallel}}{\cos^3(\theta)} + \frac{H_{\perp}}{\sin^3(\theta)} \quad (2.14)$$

Ersetzt man nun H_{\parallel} bzw. H_{\perp} in Gleichung 2.11 mit Hilfe von Beziehung 2.14, so erhält man für $H_K = H_{\perp} / \sin^3(\theta)$ bzw. $H_K = -H_{\parallel} / \cos^3(\theta)$. Dies führt letztendlich zu

$$\left(\frac{H_{\perp}}{H_K} \right)^{2/3} + \left(\frac{H_{\parallel}}{H_K} \right)^{2/3} = 1 \quad (2.15)$$

Gemäß dieser Beziehung lässt sich die ideale Stoner-Wohlfarth-Astroide bestimmen. Er ist in Abb. 2.4a dargestellt. Des Weiteren lässt sich sofort die Beziehung des Schaltfeldes H_{sw} in Abhängigkeit des angelegten Winkels ableiten

$$h_{sw}(\phi) = \frac{H_{sw}}{H_K} = \frac{1}{\left(\sin^{2/3}(\phi) + \cos^{2/3}(\phi) \right)^{3/2}} \quad (2.16)$$

Dabei wird das reduzierte Schaltfeld $h_{sw} = H_{sw} / H_K$ eingeführt. Der Verlauf ist in Abb. 2.4b gezeigt. Es wird ersichtlich, dass in der leichten und harten Achse das größte Feld angelegt werden muss, um das Partikel zu schalten. Das Schaltfeld entspricht an diesen Stellen dem Anisotropiefeld⁵. Das kleinste Feld $H_{sw} = 0,5H_K$, um die Struktur zu schalten, wird benötigt, wenn das Feld unter einem Winkel von 45° angelegt wird. Diese und weitere Ausführungen zu diesem Thema sind unter anderem in Ref. [44, 52] zu finden.

⁵Die Zeeman-Energie $\mu B = \mu \mu_0 H_K = 2KV$ ist doppelt so groß wie die Anisotropieenergie.

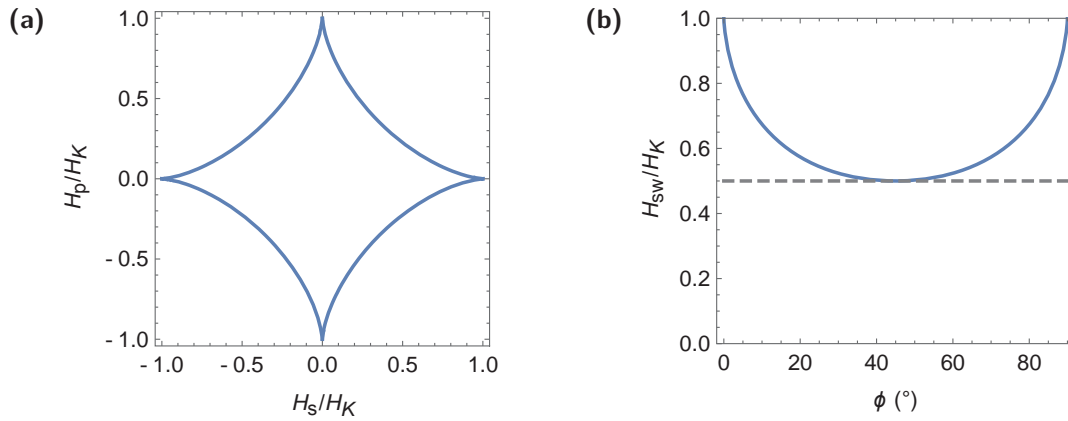


Abb. 2.4: Die ideale Stoner-Wohlfarth-Astroide gemäß Gl. 2.15 ist für zwei Dimensionen in (a) dargestellt. Die Achsen entsprechen den auf das Anisotropiefeld normierten Komponenten senkrecht $\frac{H_\perp}{H_K}$ bzw. parallel $\frac{H_\parallel}{H_K}$ bezogen auf die z -Achse. Das System ist bezogen auf diese Achse rotationssymmetrisch. In Teilbild (b) ist das normierte Schaltfeld nach Gl. 2.16 gegen die Verkippung ϕ des externen Feldes bezogen auf die z -Achse dargestellt.

2.4 Langevin und Superparamagnetismus

Stellt man sich ein magnetisches Moment μ vor, welches außer einer thermischen Anregung frei von äußeren Einflüssen ist, so kann dieses jede beliebige Richtung im Raum einnehmen. Schaltet man nun ein externes Magnetfeld \mathbf{B} hinzu, welches typischerweise in die z -Achse gelegt wird, so werden aufgrund der Zeeman-Energie $E_Z = -\mu \cdot \mathbf{B}$ die Wahrscheinlichkeiten der Zustände des Momentes entsprechend des Boltzman-Faktors $\exp(-E_Z/k_B T)$ gewichtet. Die Wahrscheinlichkeit der Besetzung eines Zustandes erhält man, wenn man den Boltzman-Faktor durch die Zustandssumme Z teilt

$$p(E_i) = \frac{1}{Z} \cdot \exp\left(-\frac{E_i}{k_B T}\right) \quad (2.17)$$

Ist das mittlere magnetische Moment entlang des Feldes von Interesse, muss über alle Zustände, gewichtet mit ihren Wahrscheinlichkeiten, integriert werden. Das Resultat dieser Beschreibung ist die Langevin-Funktion

$$\frac{\langle M_z \rangle}{M_S} = \coth\left(\frac{\mu B}{k_B T}\right) - \frac{1}{\left(\frac{\mu B}{k_B T}\right)} = L\left(\frac{\mu B}{k_B T}\right) \quad (2.18)$$

Sie beschreibt die Ausrichtung eines Paramagneten entlang des externen Feldes. Sind nur zwei Zustände $-\mu$ bzw. $+\mu$ möglich, so reduziert sich das Problem zu einer Summe der beiden Zustände geteilt durch die Summe ihrer Boltzman-Faktoren. Das Ergebnis ist der Tangens Hyperbolicus, welcher ein Teilchen mit Spin 1/2 beschreibt. Während die Langevin-Funktion den Grenzfall der Brillouin-Funktion für einen unendlich großen Gesamtdrehimpuls J darstellt, ist der Tangens

2.4 Langevin und Superparamagnetismus

Hyperbolicus der Spezialfall für $J = 1/2$. Eine Beschreibung dieser Fälle ist u. a. in Ref. [43, 44] nachzulesen.

Die in dieser Arbeit verwendeten ferromagnetischen Nanostrukturen werden als eindomänig angenommen. Sie verhalten sich ab einer gewissen Temperatur wie Paramagneten. Da jedoch das magnetische Moment der Einzelstruktur viele Größenordnungen größer ist als das eines Atoms eines Paramagneten, ist vom Superparamagnetismus die Rede [54, 55]. Das Verhalten kann analog zum Langevin-Paramagnetismus beschrieben werden. Oft wird das feldabhängige Magnetisierungsverhalten an einem Ensemble von eindomänigen Nanostrukturen gemessen. Abweichungen von der Langevin-Funktion werden typischerweise mit Hilfe einer Größenverteilung der Nanostrukturen erklärt [56, 57]. In der Regel wird eine Log-Normal-Verteilung angenommen [56, 58–62]. Aharoni merkt an, dass es kein Argument gibt die Log-Normal-Verteilung anderen gegenüber zu bevorzugen [45]. Er schlägt hingegen die Gamma-Verteilung vor, welche der Log-Normal-Verteilung ähnelt, in Berechnungen aber zu einem analytischen Ausdruck führt [63, 64]. Je nach Herstellungsmethode ist u. a. auch die Normalverteilung zur Anpassung der Größenverteilung zweckmäßig [65–67]. Log-Normal- und Gamma-Verteilung sind zweckmäßig, da sie nur für positive Strukturradien definiert sind. Messungen an wenigen oder einzelnen Strukturen bzw. an Strukturen mit einer sehr scharfen Größenverteilung können ebenfalls Abweichungen von der Langevin-Funktion aufweisen [57, 68, 69]. Die angesprochenen Größenverteilungen können hierfür nicht die Ursache sein. Die Berücksichtigung der Anisotropie als zusätzlichen Beitrag im Boltzman-Faktor aus Gleichung 2.17 wird in der Literatur als Erklärung herangezogen [70]. Berücksichtigt man die uniaxiale Anisotropie (leichte Achse ebenfalls parallel zur z -Achse) in Gleichung 2.17 und geht analog wie bei der Herleitung der Langevin-Gleichung vor, stellt man fest, dass sich der Ausdruck nicht mehr analytisch lösen lässt. Man erhält [68]

$$\frac{\langle M \rangle}{M_s} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \mathbf{e}_\mu \cdot \mathbf{e}_B \sin \theta \cdot e^{\sigma(\mathbf{e}_\mu \cdot \mathbf{k})^2 + \xi \mathbf{e}_\mu \cdot \mathbf{e}_B} d\phi d\theta}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \sin \theta \cdot e^{\sigma(\mathbf{e}_\mu \cdot \mathbf{k})^2 + \xi \mathbf{e}_\mu \cdot \mathbf{e}_B} d\phi d\theta} \quad (2.19)$$

Mit Hilfe numerischer Verfahren [71, 72] bzw. Vereinfachungen durch Bessel-Funktionen [57, 68, 73] kann das mittlere magnetische Moment entlang der Feldrichtung bestimmt werden.

$$\frac{\langle M \rangle}{M_s} = \frac{\int_0^\pi N_1(\sigma, \xi, \theta, \theta_b) d\theta}{\int_0^\pi N_2(\sigma, \xi, \theta, \theta_b) d\theta} \quad (2.20)$$

Kapitel 2 Theoretische Grundlagen

Dabei sind die Integranden gegeben durch:

$$N_1 = \sin \theta \cdot e^{-\sigma \sin^2 \theta + \xi \cos \theta_b \cos \theta} \times \{ \cos \theta_b \cos \theta I_0(\xi \sin \theta_b \sin \theta) + \sin \theta_b \sin \theta I_1(\xi \sin \theta_b \sin \theta) \} \quad (2.21)$$

$$N_2 = \sin \theta \cdot e^{-\sigma \sin^2 \theta + \xi \cos \theta_b \cos \theta} \cdot I_0(\xi \sin \theta_b \sin \theta) \quad (2.22)$$

I_0 und I_1 sind modifizierte Bessel-Funktionen nullter bzw. erster Ordnung. Des Weiteren sind $\xi = \mu B/k_B T$ das reduzierte Feld, $\sigma = KV/k_B T$ die reduzierte Energiebarriere, \mathbf{e}_μ und \mathbf{e}_B die Einheitsvektoren in Richtung des magnetischen Moments bzw. des externen Feldes und θ bzw. θ_b die Winkel des magnetischen Moments bzw. des externen Feldes bezüglich der z -Achse. Für den Fall, dass die Nanostruktur eine starke Anisotropie $\sigma = KV/k_B T \gg 1$ besitzt, findet sich der Tangens Hyperbolicus als Funktion, welche das System beschreibt [54]. West gibt dabei an, dass sich für $\sigma = 100$ die modifizierte Langevin-Funktion bis auf $< 2\%$ dem Tangens Hyperbolicus annähert [71]. Dieser Sachverhalt ist anschaulich erklärbar, da das externe Feld und die Anisotropieachse in dieselbe Richtung zeigen. Somit sind im Wesentlichen nur die zwei Zustände parallel und antiparallel zur leichten Achse wahrscheinlich. Alle anderen Zustände bzw. Orientierungen des magnetischen Moments der Nanostruktur sind weiterhin erlaubt, jedoch extrem unwahrscheinlich. Im Extremfall hoher Anisotropie verhält sich die Struktur wie ein Spin 1/2 Teilchen mit zwei diskreten Energiezuständen $KV - \mu B$ bzw. $KV + \mu B$. Das mittlere Moment lässt sich wiederum durch den Tangens Hyperbolicus beschreiben. Die Annäherung der modifizierten Langevin-Funktion an den Tangens Hyperbolicus ist unter Verwendung von Gleichung 2.20 in Abb. 2.5 dargestellt.

2.5 Thermisches Schalten

Die Betrachtungen des Umschaltens thermisch aktivierter Strukturen sind maßgeblich durch Néel [74] und später durch Brown [75, 76] geprägt worden. Dabei wird von eindomänigen ferromagnetischen Strukturen ausgegangen, die aufgrund thermischer Anregungen ihre Magnetisierungsrichtung ändern. Sie verhalten sich superparamagnetisch. Zusätzlich wird für die Strukturen eine uniaxiale Anisotropie K angenommen, aufgrund derer das Schalten im Wesentlichen zwischen zwei Zuständen stattfindet. Die Schaltfrequenz f wird durch das Néel-Brown-Gesetz bzw. Néel-Arrhenius-Gesetz beschrieben

$$f = f_0 \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B T}\right) \quad (2.23)$$

Dabei ist f_0 in der Größenordnung von 10^9 Hz bis 10^{11} Hz [55, 76, 77]. Anders ausgedrückt, beträgt die Verweilzeit

$$\tau = \frac{1}{f} = \tau_0 \cdot \exp\left(\frac{\Delta E}{k_B T}\right) \quad (2.24)$$

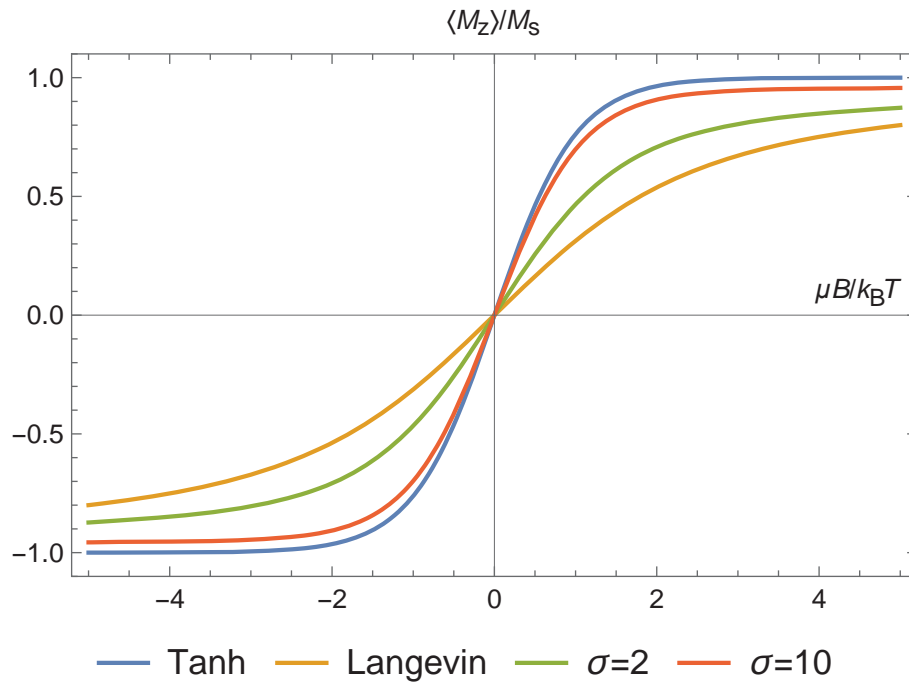


Abb. 2.5: Die Magnetisierung einer paramagnetischen Struktur entlang eines Feldes in z-Richtung wird durch die Langevin-Funktion wiedergegeben. Besitzt die Struktur neben dem Moment zusätzlich eine uniaxiale Anisotropie in z-Richtung, so erfolgt die Beschreibung über eine „modifizierte“ Langevin-Funktion. Diese geht im Grenzfall $\sigma = KV/k_B T \gg 1$ in die Tanh-Funktion über. Bereits für ein $\sigma = 10$ liegen „modifizierte“ Langevin- und Tanh-Funktion sehr nahe beieinander. Eine Unterscheidung beider Funktionen im Experiment ($\sigma \approx 25$) ist nicht mehr auflösbar.

Der Schaltprozess ist dabei eine Funktion der Energiebarriere ΔE . Für den Fall, dass ein externes Feld in Richtung der leichten Achse angelegt ist, gilt $\Delta E = KV \cdot (1 \pm h)^2$, unter der Verwendung des reduzierten Feldes h , durch die Differenz des Maximums und des jeweiligen Minimums gegeben. Dies folgt unmittelbar aus Gleichung 2.8 für $\phi = 0^\circ$, wenn man die Extremwerte der Energie bestimmt. Für ein Feld in harter Richtung $\phi = 90^\circ$ enthält man $\Delta E = KV \cdot (h-1)^2$ (vgl. Abs. 2.3.1). Bean und Livingston nutzen den Ausdruck 2.24, um mit $\tau = 100$ s und $\tau_0 = 1 \cdot 10^{-9}$ s die sogenannte „Blocking“-Temperatur T_B zu definieren [55]. Da für $B = 0$ $\Delta E = KV$ gilt, ergibt sich das bekannte Kriterium

$$\frac{KV}{k_B T_B} \approx 25 \quad (2.25)$$

zur Beschreibung des Übergangs vom ferro- in den superparamagnetischen Zustand.

Obwohl f_0 in den meisten Fällen als konstant angenommen wird, ist sie u. a. von der Temperatur und dem angelegtem Feld abhängig. Sind die Energieminima

Kapitel 2 Theoretische Grundlagen

schmal und die sie trennende Barriere hoch, können f_0 bzw. τ_0 jedoch als konstant angesehen werden [45]. Des Weiteren gibt Aharoni an [78], bis zu welchem externen Feld und ab welcher Energiebarriere die Schaltfrequenz als konstant, beziehungsweise durch eine Näherung, angenommen werden kann. Weitere Näherungsformeln sind in Quelle [79] aufgeführt. Ausgehend von der Gilbert-Gleichung [80] und unter Verwendung von Kramers Methoden [81] stellt Brown eine Fokker-Planck-Gleichung für die Verteilungsfunktion der Orientierung der Magnetisierung auf [77]. Die Lösung dieser ist durch die Ratengleichung 2.23 gegeben. Unter der Bedingung einer großen Barriere $\Delta E \gg k_B T$ und einem externen Feld entlang der leichten Achse ist die Lösung gegeben durch

$$f_{\pm} = f_{0\pm} \cdot \exp\left(-\frac{KV}{k_B T}(1 \pm h)^2\right) \quad (2.26)$$

Für den Vorfaktor f_0 liefert Brown [76]

$$f_{0\pm}(h, T) = \frac{\alpha\gamma}{1 + \alpha^2} \sqrt{\frac{(\mu_0 H_K)^3 M_s V}{2\pi k_B T}} (1 \pm h)(1 - h^2) \quad (2.27)$$

Die Vorzeichen \pm repräsentieren die Übergänge $\uparrow\downarrow$ bzw. $\downarrow\uparrow$. Zusätzlich sind mit γ das gyromagnetische Verhältnis und mit α ein Dämpfungsparameter angegeben. Aharoni zeigt numerisch [82], dass Browns Näherung auch im Bereich $\Delta E \approx k_B T$ noch akzeptable Resultate liefert. Die Zeitkonstante greift Brown in einer späteren Arbeit erneut auf. Dies findet man in Referenz [83]. Für weitere Information sei an dieser Stelle auf den Übersichtsartikel von Coffey und Kalmykov verwiesen [77]. Sie fassen Browns Ergebnisse zusammen und stellen unter anderem einen weiteren Ansatz der Darstellung der Schaltzeiten vor. Sie berechnen die mittlere Überquerungszeit von jedem der beiden Minima bis zum Maximum der Barriere. An dieser besteht dann jeweils eine Chance von 50% in den jeweils anderen Zustand zu gelangen oder in den Ausgangszustand zurückzufallen⁶. Somit ergibt sich eine Gesamtschaltzeit von

$$\tau = \left(\frac{1}{2\tau_0} + \frac{1}{2\tau_\pi}\right)^{-1} \quad (2.28)$$

Hierbei geben 0 und π jeweils die Lage der beiden Minima an. Zudem geben Coffey und Kalmykov eine Formel für die Umschaltzeit an, die unabhängig von der Barrierenhöhe ist. Sie folgt aus der Theorie von Kramer [81].

$$\tau_{\theta_i} = 2\tau_N \int_{\theta_i}^{\theta_0} \frac{e^{V(\theta')}}{\sin \theta'} \int_{\theta_i}^{\theta'} e^{-V(\theta)} \sin \theta d\theta d\theta' \quad (2.29)$$

⁶Aufgrund der Wahrscheinlichkeit von 50% zurückzufallen oder die Barriere zu Überwinden, muss bei allen angegebenen Einzelzeiten ein Faktor zwei berücksichtigt werden.

Dabei ist $\theta_i \in \{0, \pi\}$ der Zustand von dem aus das Partikel in den jeweils anderen schaltet und $\tau_N = \frac{M_s V (1 + \alpha^2)}{2\gamma \alpha k_B T}$ die freie Diffusionszeit, welche in der Größenordnung von 10^{-11} s bis 10^{-8} s liegt [77]. θ_0 gibt die Position der Barriere an. Für ein uniaxiales Potential und externes Feld entlang der leichten Richtung $V(\theta, \phi = 0) = \sigma \sin^2 \theta - 2h \cos \theta$ führen Gl. 2.28 und 2.29 mit $z = \cos \theta$ zu folgendem Integralausdruck⁷

$$\tau_{\text{MFPT}}^{-1} = \left[\frac{1}{4\tau_N} \left(\int_{-1}^{-h} \frac{e^{-\sigma(z^2+2hz)}}{1-z^2} \int_{-1}^z e^{\sigma(z'^2+2hz')} dz' dz \right)^{-1} + \left(\int_{-h}^1 \frac{e^{-\sigma(z^2+2hz)}}{1-z^2} \int_z^1 e^{\sigma(z'^2+2hz')} dz' dz \right)^{-1} \right] \quad (2.30)$$

Die beiden Schaltzeiten τ_0 und τ_π lassen sich für das uniaxiale Potential mit externem Feld entlang der Anisotropieachse mit Hilfe von hypergeometrischen Funktionen⁸ darstellen.

$$\tau_0 = 2\tau_N \int_1^{-h} \frac{e^{-\sigma(z+h)^2}}{1-z^2} ((z+h)_1 F_1(1/2, 3/2, \sigma(z+h)^2) - (1+h)_1 F_1(1/2, 3/2, \sigma(h+1)^2) dz \quad (2.31)$$

$$\tau_\pi = 2\tau_N \int_{-1}^{-h} \frac{e^{-\sigma(z+h)^2}}{1-z^2} ((z+h)_1 F_1(1/2, 3/2, \sigma(z+h)^2) + (1-h)_1 F_1(1/2, 3/2, \sigma(1-h)^2) dz \quad (2.32)$$

Die Herleitung oben beschriebener Formeln ist in den Quellen [77, 85] zu finden. Ähnlich wie Brown geben Coffey und Kalmykov eine Näherung für $\Delta E \gg k_B T$ und $0 \leq h < 1$ an [77].

$$\tau = \frac{\frac{M_s V}{2k_B T \gamma} (\alpha + \alpha^{-1}) \sqrt{\pi} e^{\sigma(1-h)^2}}{\sigma^{3/2} (1-h^2) (1-h + (1+h)e^{-4\sigma h})} \quad (2.33)$$

Wie auch schon Neumann bemerkt [67], ist die Darstellung von Coffey und Kalmykov (Gl. 2.31 bzw. 2.32) zu bevorzugen, da sie unabhängig von der Höhe der Barriere ist und nicht nur für $\Delta E \gg k_B T$ gilt.

Des Weiteren betrachten sie auch Schaltzeiten für weitere Anisotropien und unter beliebigem Winkel angelegte Felder [86], bzw. fassen in ihrem Übersichtsartikel die wichtigsten Quellen zusammen. Zusätzliche Überlegungen zur Zeitkonstante τ_0 sind

⁷Mit τ_{MFPT} wird die „mean first-passage time“ bezeichnet [84].

⁸Es handelt sich um konfluente hypergeometrische Funktionen erster Art. Sie sind als Kummer-Funktionen bekannt und werden als ${}_1F_1(\alpha; b; z)$ bzw. $M(a, b, z)$ dargestellt.

in u. a. Ref. [87, 88] zu finden. Einen weiteren Beitrag zu diesem Themengebiet liefert Pfeiffer [53, 89]. Er findet unter anderem einen numerisch abgeleiteten Ausdruck für die Schaltzeit, welcher den Winkel des externen Feldes bezüglich der Anisotropieachse berücksichtigt.

$$\tau(h, \phi) = \frac{1}{f_0} \exp\left(\frac{\Delta E}{k_B T}\right) = \frac{1}{f_0} \exp\left(\frac{KV}{k_B T} \left(1 - \frac{h}{h_{\text{sw}}(\phi)}\right)\right)^{0,86+1,14h_{\text{sw}}(\phi)} \quad (2.34)$$

Sie ist besonders im Experiment zweckmäßig, da oft kleine Winkelfehler aufgrund des Experimentaufbaus unvermeidlich sind und so berücksichtigt werden können.

2.6 Schaltfeldverteilung

Wir gehen erneut von einem zwei Niveausystem aus, dessen Energieminima durch eine Barriere getrennt sind. Die vorhandenen thermische Energie soll in diesem Fall nicht ausreichen, um die Barriere zu überwinden. Während eines Felddurchlaufs kann die Barriere jedoch reduziert und ab einem gewissen Schaltfeld überwunden werden. Dieser Prozess ist stochastischer Natur und führt daher zu einer Schaltfeldverteilung [90]. Garg führt in diesem Zusammenhang auf [90], dass neben thermischer Überwindung der Barriere, bzw. feldgetriebener Methoden in Josephson-Kontakten bzw. SQUIDs [91–93] ein Übergang auch durch makroskopisches Quantentunneln (MQT) geschehen kann [94–98]. Da im späteren Verlauf der Arbeit die Wechselwirkung der Strukturen u. a. anhand einer sich ändernden Schaltfeldverteilung untersucht wird, wird die Theorie zu dieser kurz angerissen. In der Literatur wird die Schaltfeldverteilung (SFD⁹) ausgehend von einer Mastergleichung [99, 100] abgeleitet. Dazu betrachtet man zunächst die zeitliche Änderung der Teilchen, die noch nicht gesprungen sind¹⁰. Diese Änderung ergibt sich, indem man betrachtet, wie viele Teilchen das Niveau verlassen und wie viele wieder zurückspringen. Für $t = -\infty$ sollen sich alle n Teilchen im unteren Zustand befinden. Des Weiteren soll das externe Feld von $-\mu_0 H_k$ beginnend erhöht werden. Die Wahrscheinlichkeit, dass noch kein Schaltereignis stattgefunden hat beträgt zu diesem Zeitpunkt $p_{\text{not}} = 1$ und das ein Sprungereignis stattgefunden hat dementsprechend $p_{\text{sw}} = 1 - p_{\text{not}} = 0$. Sobald sich das externe Feld $\mu_0 H(t) = Rt$ entsprechend der Rate R mit der Zeit erhöht, ändern sich die Wahrscheinlichkeiten. Für die Änderung der Teilchen im unteren Niveau ergibt sich eine Änderung von

$$\frac{dn_{\text{down}}}{dt} = -f_- n_{\text{down}} + f_+ n_{\text{up}} \quad (2.35)$$

Die Teilchenzahlen n_{down} und n_{up} der entsprechenden Niveaus ergeben sich aus der jeweiligen Schalthwahrscheinlichkeit und der Gesamtteilchenzahl n und sind

⁹switching field distribution

¹⁰Man kann die Sprungfelder eines Ensembles von n Teilchen auswerten oder ein einzelnes Teilchen betrachten, welches n -mal einem Felddurchlauf ausgesetzt ist.

durch $n_{\text{down}} = n \cdot p_{\text{not}}$ bzw. $n_{\text{up}} = n \cdot p_{\text{sw}}$ gegeben. Einsetzen in Gl. 2.35 führt zu

$$\frac{dp_{\text{not}}}{dt} = -f_- p_{\text{not}} + f_+ p_{\text{sw}} \quad (2.36)$$

Im Allgemeinen wird das Zurückspringen vernachlässigt und $f_+ = 0$ gesetzt (vgl. z. B. [101]). Die Strukturen befinden sich im geblockten Zustand, da sie, wie eingangs erwähnt, thermisch stabil sind. Auch Effekte wie MQT können vernachlässigt werden, da sie für kleine eindomänige Partikel erst ab sehr tiefen Temperaturen gefunden worden sind [102, 103]. Dementsprechend ist ein Zustandswechsel nur unter Feldeinfluss möglich. Betrachtet man f_+ und f_- nach Gl. 2.26 und 2.27, so sind für große negative Felder $f_+ \neq 0$ und $f_- \approx 0$. Obwohl in diesem Feldbereich $f_+ \neq 0$, können keine Teilchen vom oberen ins untere Niveau springen, da sie sich zu Beginn alle im unteren Niveau befinden und dieses nicht verlassen können. Erst für große positive Felder ist $f_- \neq 0$ und Teilchen wechseln in das obere Niveau. In diesem Feldbereich ist jedoch $f_+ \approx 0$ und ein Zurückspringen findet quasi nicht statt. Eine ähnliche Argumentation wird von Suess et al. geführt [104, 105]. Für superparamagnetische Teilchen muss f_+ hingegen berücksichtigt werden. Die Lösung der resultierenden DGL ist nach Quelle [101, 106] gegeben durch

$$\ln p_{\text{not}} = - \int_{-\infty}^{t_0} f_- dt \quad (2.37)$$

Berücksichtigt man nun, dass das externe Feld mit $\mu_0 H(t) = Rt$ durchgefahren wird und substituiert entsprechend $dt = \frac{\mu_0 H_K}{R} dh$, geht man von der zeitlichen in eine Feldabhängigkeit über¹¹. Die Schaltwahrscheinlichkeit kann daher als kumulative Verteilungsfunktion des angelegten Feldes $\mu_0 H$ verstanden werden [101]. Die Ableitung nach dem Feld ergibt also die Schaltfeldverteilung *SFD* [67, 101].

$$SFD = \frac{dp_{\text{sw}}}{dh} = \frac{d(1 - p_{\text{not}})}{dh} = - \frac{dp_{\text{not}}}{dt} \left(\frac{dh}{dt} \right)^{-1} \quad (2.38)$$

Berücksichtigt man nun Gl. 2.36 und 2.37 erhält man einen Ausdruck für die Schaltfeldverteilung [90]

$$SFD(h) = \frac{\mu_0 H_K}{R} f_-(h) \exp \left(- \frac{\mu_0 H_K}{R} \int_{-1}^h f_-(h') dh' \right) \quad (2.39)$$

Für die Schaltraten können nun die oben beschriebenen Ausdrücke eingesetzt werden. Neumann tut dies in seiner Arbeit [67] und vergleicht die beiden feldabhängigen Schaltraten $f_0(h)$ sowie ein konstantes f_0 miteinander. Da für hohe

¹¹Der Zustand der Koerzitivität wird für $p_{\text{not}} = 1/2$ erreicht. Wird H als konstant angenommen und entspricht an dieser Stelle dem Koerzitivfeld H_c folgt unmittelbar das Sharrrock-Gesetz [106, 107]

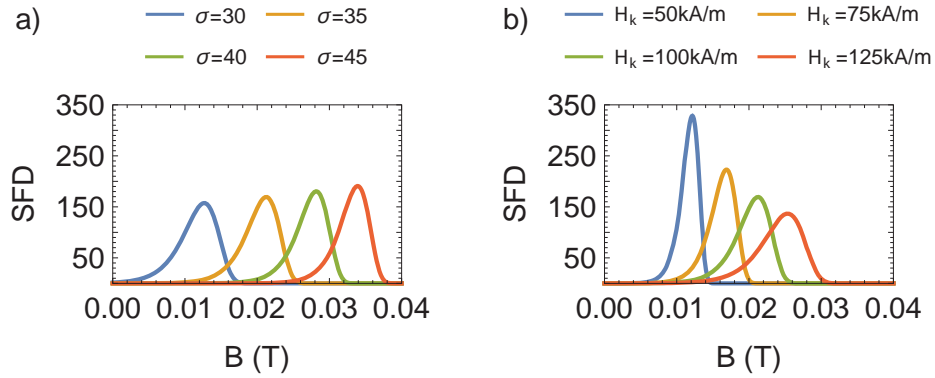


Abb. 2.6: Die berechneten Schaltfeldverteilungen entsprechend Gl. 2.39 sind für verschiedene Werte von σ und H_k bei konstanter Rate dargestellt. (a) σ wird bei festem $H_K = 100$ kA/m variiert. (b) H_K wird bei $\sigma = 35$ variiert. Für die Schaltrate wird der Ausdruck von Brown verwendet, da $\Delta E \gg k_B T$ gilt.

Sweepraten die SFD zu höheren Feldern verschoben ist [101], merkt Neumann an, dass das Modell nach Brown [76] nicht mehr gilt. $\Delta E \gg k_B T$ ist nicht mehr erfüllt. Die Formel von Coffey und Kalmykov [77] hat diese Beschränkung nicht und ist für hohe Sweepraten zu wählen. Wie sich eine Veränderung der Barriere bzw. des Anisotropiefeldes auf die SFD auswirkt ist in Abb. 2.6 dargestellt.

2.7 Hall-Effekt

Der Hall-Effekt [108] ist ein Querspannungseffekt, welcher durch magnetische Felder oder Magnetisierungen, die auf elektrische Ladungen wirken, erzeugt wird. Er steht dabei senkrecht zur Feld- bzw. Magnetisierungsrichtung und setzt sich hauptsächlich aus dem normalen Hall-Effekt (OHE) und dem Anormalen Hall-Effekt (AHE) zusammen. Somit kann die Gesamtquerspannung zu

$$U_H = \mu_0 (R_{OHE}H_z + R_{AHE}M_z) \frac{I_x}{d} \quad (2.40)$$

zusammengefasst werden. Die Werte der Konstanten für polykristallines Kobalt sind bei Raumtemperatur gegeben durch $R_{OHE} = -0,84 \cdot 10^{-10} \text{ m}^3/\text{As}$ und $R_{AHE} = 0,24 \cdot 10^{-10} \text{ m}^3/\text{As}$ [109, 110]. Neben Kobalt wird vor allem Platin in dieser Arbeit verwendet. Die Hall-Konstante beträgt bei Raumtemperatur $R = -2,44 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3/\text{As}$ [110–112]. Die Werte für Co und Pt sind als Richtwerte zu verstehen und können im Experiment aufgrund von unterschiedlichen Herstellungsprozessen variieren. Der OHE ist aufgrund des starken Einflusses der Magnetisierung in den hier verwendeten Schichtsystemen in der Regel vernachlässigbar. Auf den AHE wird im Detail nicht weiter eingegangen, da für die zu beschreibenden Experimente die empirische Darstellung in Gl. 2.40 genügt. In die

Querspannung gehen nur die Senkrechtkomponenten des externen Feldes $\mu_0 \mathbf{H}$ und der Magnetisierung \mathbf{M} ein. Für einen tieferen Einstieg sei auf die entsprechende Literatur verwiesen [41, 42, 110, 113, 114].

2.8 Mikromagnetische Simulationen

In diesem Abschnitt sollen knapp die grundlegenden Faktoren erläutert werden, die im Zusammenhang mit mikromagnetischen Simulationen wichtig sind. Um den Magnetisierungszustand einer Struktur zu bestimmen, kann die Gesamtenergie minimiert werden. Dabei sind alle relevanten Energiebeiträge wie z. B. die Austausch-, Zeeman-, oder Anisotropieenergie zu berücksichtigen. Für Details zu den einzelnen Beiträgen soll hier auf gängige Quellen verwiesen werden [41, 43–45]. Neben der Energieminimierung kann auch die zeitliche Veränderung der Magnetisierung verwendet werden, um den Magnetisierungszustand zu erhalten. Dies wird durch die Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung (LLG)

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\frac{\gamma}{1 + \alpha^2} (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) - \frac{\alpha\gamma}{M_s(1 + \alpha^2)} (\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}})) \quad (2.41)$$

ermöglicht. Sie ist zunächst von Landau und Lifshitz 1935 aufgestellt [115] und schließlich von Gilbert 1955 [80] erweitert worden. Dabei ist $\gamma = g\mu_B/\hbar$ das gyromagnetische Verhältnis und α ein Dämpfungsparameter. γ setzt sich aus dem Bohr-Magneton μ_B , dem reduzierten Planckschen Wirkungsquantum \hbar und dem Landé-Faktor g zusammen. Die zu untersuchende Struktur wird in kleine Zellen (Würfel, Quader, Tetraeder, ...) mit einer einheitlichen Magnetisierung unterteilt. Für jede Zelle wird nun die LLG gelöst. Hierfür steht eine Vielzahl von mikromagnetischen Simulationsprogrammen zur Verfügung [116–120]. Die LLG wird von den oben genannten Programmen mit Hilfe verschiedener Verfahren numerisch gelöst. Ändert sich die Magnetisierung mit der Zeit nicht mehr „signifikant“¹², kann der Magnetisierungszustand als relaxiert betrachtet werden. Es gilt zu beachten, dass bei Simulation und Experiment, je nach Wahl der Materialparameter, Dämpfungsterme oder Startausrichtung der Magnetisierung, unterschiedliche Domänenmuster auftreten können. Zudem kann die Magnetisierung ein lokales Minimum einnehmen, welches im Experiment aufgrund thermischer Einflüsse durch Überwinden der Energiebarriere leicht verlassen werden kann. Energieterme, die bei der Ausrichtung der magnetischen Momente eine Rolle spielen, werden in effektive Feldterme umgewandelt und gehen additiv in den \mathbf{H}_{eff} -Term ein. Je nach Anwendung und Anforderung können Terme hinzugefügt oder das effektive Feld \mathbf{H}_{eff} erweitert werden. So besteht \mathbf{H}_{eff} z. B. aus einem Demagnetisierungs-

¹²Als Abbruchkriterium wird oft die Ausrichtung der Magnetisierung gewählt. Liegt deren Änderung unterhalb einer vorher festgelegten Grenze, bricht die Simulation an dieser Stelle ab. Ein weiteres Kriterium kann die Zeit sein, von der man annimmt, dass sie zum Relaxieren ausreicht.

Austausch und Anisotropiefeld. Mikromagnetische Simulationen helfen enorm das Verständnis experimenteller Funde zu verbessern, ersetzen diese jedoch nicht. Die Wahl der Startparameter ist von entscheidender Bedeutung, um ein verlässliches Resultat zu erhalten.

2.9 Streufeldberechnung von Co/Pt-Nanostrukturen in einer frustrierten Geometrie

Anhand verschiedener Ansätze wird im folgenden Abschnitt das Streufeld eines Co/Pt-Nanopunktes bestimmt. Dies ist insofern von Bedeutung, da man mit Hilfe des Streufeldes eines Nanopunktes am Ort des anderen ein Maß für die Dipol-Dipol-Wechselwirkungen erhalten kann. Abbildung 2.7 zeigt hierzu ein Schema, in dem drei Nanopunkte **A**, **B** und **C** abgebildet sind. Die Abbildung zeigt eine mögliche Konfiguration der drei Nanopunkte auf den Eckpunkten eines gleichseitigen Dreiecks, in welcher sich die Nanostrukturen **A** und **B** antiparallel und somit energetisch günstig ausgerichtet haben. Je nach Ausrichtung kann sich Struktur **C** jetzt nur einem der beiden anderen energetisch günstig einstellen und die magnetostatische Energie minimieren. Gegenüber dem anderen ist diese Energie maximal. Man spricht in diesem Fall von „Frustration“.

2.9.1 Makrospinansatz

Der nächstliegende Ansatz ist hierbei, den Nanopunkt als Makrospin anzusehen und mit Hilfe seines Gesamtmomentes und der Streufeldformel¹³ eines Dipols

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(\frac{3\boldsymbol{\mu} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^5} \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}') - \frac{\boldsymbol{\mu}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} \right) \quad (2.42)$$

das Feld am Ort eines anderen Nanopunkts zu berechnen. Dabei ist **B** das Feld am Ort **r**, welches vom Moment **μ** am Ort **r'** ausgeht. Da in dieser Arbeit gezielt drei Nanopunkte entsprechend der in Abb. 2.7 gezeigten Geometrie angeordnet worden sind, wird die Rechnung für diesen Fall durchgeführt. Ausgehend von einem Radius $r = 25 \text{ nm}$ und einer Höhe $h = 1,2 \text{ nm}$ kann man unter Annahme einer zylinderförmigen Nanostruktur auf ein magnetisches Volumen $V \approx 2,36 \cdot 10^{-24} \text{ m}^3$ schließen. Über die Sättigungsmagnetisierung von Kobalt $M_s(T = 0) = 1,44 \cdot 10^6 \text{ A/m}$ [121] und der Beziehung

$$\mathbf{M} = \frac{\sum \boldsymbol{\mu}_i}{V} \quad (2.43)$$

¹³Diese Formel ist ein Grenzfall und gilt für $|\mathbf{a}| = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'| \gg |\mathbf{p}|$, wobei a der Abstand zum Dipol ist und p die Länge des Dipols bzw. den Abstand der Ladungen beschreibt.

2.9 Streufeldberechnung von Co/Pt-Nanostrukturen in einer frustrierten Geometrie

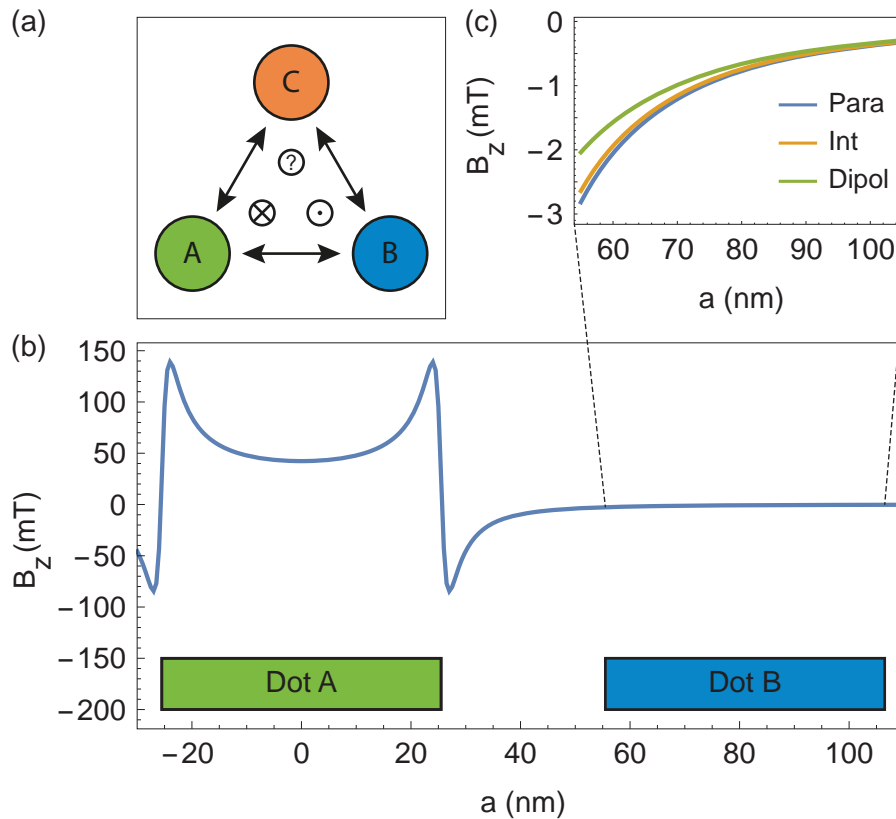


Abb. 2.7: (a) Drei Nanostrukturen **A**, **B** und **C** mit uniaxialer Anisotropie sind auf einem gleichseitigen Dreieck angeordnet. Aufgrund der Dipol-Dipol-Wechselwirkung, die eine antiparallele Ausrichtung der Momente bevorzugt, ist einer der drei Nanopunkte immer energetisch ungünstig gegenüber einem bzw. energetisch günstig gegenüber dem anderen ausgerichtet. Er ist „frustriert“. (b) Das Streufeld einer Nanostruktur, welches am Ort einer anderen wirkt, ist von Interesse. Dazu wird der Abfall der z -Komponente in einer Entfernung a , bezogen auf den Mittelpunkt der Struktur **A** (in z -Richtung magnetisiert), dargestellt. Das Streufeld wird mit Hilfe von Gl. 2.47 1 nm über der Struktur berechnet. Über bzw. an den Rändern der Struktur **A** beträgt das Feld bis zu 150 mT. Außerhalb der Struktur flacht das Feld mit $1/a^3$ ab. (c) Des Weiteren wird das Streufeld mit Hilfe der Näherungsformel 2.42 ausgewertet. Für ein genaueres Ergebnis wird die Struktur **A** in quadratische Zellen mit einer Kantenlänge von 1 nm zerlegt. Das Gesamtmoment der Struktur wird auf die Zellen verteilt. Die Summe der Streufelder aller Zellen ergibt das gesamte Streufeld. Das parametrisierte Ergebnis (—) und das Streufeld eines Makrospins (—) werden zusammen mit der Lösung der Integralgleichung (—) dargestellt und über der Struktur **B** ausgewertet. Der zweite Ansatz nutzt Gl. 2.47. Parametrisierung und Integrallösung unterscheiden sich marginal, während sich die Makrospinnäherung erst für größere Abstände den anderen beiden angleicht.

kann für einen Makrospin ein Gesamtmoment $\mu = 3,39 \cdot 10^{-18} \text{ Am}^2$ bestimmt werden. Gleichung 2.42 liefert nun das erzeugte Streufeld. Für einen Makrospin am Ort $\mathbf{r}' = (0, 0, 0)$ erhält man am Ort $\mathbf{r} = (0, a, 0)$ folgenden reduzierten Zusammenhang

$$\mathbf{B} = -\frac{\mu_0 \boldsymbol{\mu}}{4\pi a^3} \quad (2.44)$$

Ist das Moment in negative z -Richtung ausgerichtet, spürt ein 80 nm entfernter Nanopunkt ca. 0,7 mT, bei 50 nm etwa 2,7 mT und bei $a = 30 \text{ nm}$ Abstand bereits 12,6 mT. Ein nicht unerheblicher Beitrag aufgrund der Dipol-Dipol- Wechselwirkung ist also zu erwarten. Dies führt mit $E = -\mu B$ zu Energien von $E_{80 \text{ nm}} \approx 14,0 \text{ meV}$, $E_{50 \text{ nm}} \approx 57,5 \text{ meV}$ und $E_{30 \text{ nm}} \approx 266,1 \text{ meV}$. Sie liegen in der selben Größenordnung wie die thermische Energie bei Raumtemperatur $E_{\text{therm}} = k_B T \approx 25 \text{ meV}$.

2.9.2 Numerischer Ansatz

Das Modell des Makrospins ist jedoch nur eine Näherung, die auf diesen Längenskalen fehlerbehaftet ist und erst für Abstände deutlich größer als die Dipollänge $|\mathbf{a}| \gg |\mathbf{p}|$ gilt. Für eine genauere Beschreibung wird daher die Nanostruktur ($d = 50 \text{ nm}$) in quadratische Zellen mit einer Kantenlänge von 1 nm zerlegt, wobei für jede Zelle ein effektives Zellmoment ein Streufeld nach Formel 2.42 erzeugt¹⁴. Dadurch wird die laterale Ausdehnung der Probe berücksichtigt. Die Summation über die Streufelder aller Zellen liefert das gewünschte Ergebnis. Jede Zelle besitzt ein effektives magnetisches Moment von

$$\mu_{\text{Zelle}} = \frac{M_s \cdot V}{\text{Anzahl der Zellen}} \quad (2.45)$$

Da im Makrospinmodell die beiden Momente auf zwei Punkte im Raum reduziert worden sind, genügt die Angabe der z -Komponente am Ort des zweiten Momentes. Bei der Parametrisierung des Streufeldes der ersten Struktur, ist der Abfall ihrer z -Komponente über die Ausdehnung der zweiten Struktur zu beachten. Je feiner die Zelleinteilung desto genauer das berechnete Streufeld. Der Rechenaufwand steigt jedoch quadratisch. Geht man von der Summe aller Momente (vgl. Gl. 2.42)

$$\mathbf{H}_{S/D}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \sum_i \left(\frac{\boldsymbol{\mu}_i}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|^3} - 3 \cdot \frac{(\boldsymbol{\mu}_i \cdot \mathbf{r}) \cdot \mathbf{r}}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|^5} \right) \quad (2.46)$$

zur Integraldarstellung über, kann ausgehend von den Volumenladungen $\rho = \nabla \mathbf{M}$ und den Oberflächenladungen $\sigma = \mathbf{M} \cdot \mathbf{n}$ ebenfalls das Streufeld berechnet werden [123].

$$\mathbf{H}_{S/D}(\mathbf{r}) = -\frac{1}{4\pi} \int \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \cdot \rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dV' + \frac{1}{4\pi} \oint \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \cdot \sigma(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} dS', \quad (2.47)$$

¹⁴Dieser Ansatz ist zusammen mit H. Werners im Zuge seiner Bachelorarbeit erarbeitet worden [122].

2.9 Streufeldberechnung von Co/Pt-Nanostrukturen in einer frustrierten Geometrie

Gleichungen 2.46 und 2.47 findet man u. a. in [42]. Hertel erwähnt in Ref. [42], dass die Streufeldenergie stets positiv definit ist und verweist auf die entsprechenden Quellen [45, 124]. Sie kostet somit immer Energie. Daher versucht ein Objekt sein Streufeld stets zu minimieren, indem Pole vermieden werden. Die z -Komponente des Streufeldes ist für beide Methoden in Abb. 2.7 dargestellt. Es wird ersichtlich, dass die Auswirkungen des Streufeldes über der Struktur und am Rand am stärksten sind und B_z danach rapide abfällt. Zusätzlich zum parametrisierten Ansatz wird die Integrallösung mit der Feldkomponente nach Gl. 2.42 eines Makrospins verglichen. Aufgrund der feinen Zelleinteilung ist der Unterschied zum Ergebnis der Integraldarstellung marginal. Die Dipolformel liefert für den Makrospin einen minimal abweichenden Verlauf, gibt aber mit immer größer werdendem Abstand das Streufeld sehr gut wieder. Der Vergleich aller drei Ansätze ist im Ausschnitt in Abb. 2.7 über der Struktur **B** dargestellt. Das Feld beträgt hier weniger als 3 mT. Gezeigt ist der Verlauf von B_z in der yz -Ebene, wobei die y -Koordinate vom linken Rand der Struktur **A** bis zum äußersten Rand der Struktur **B** reicht. Der Abstand zwischen **A** und **B** beträgt 30 nm (Innenränder). Die z -Komponente wird in diesem Fall 1 nm über den Strukturen ausgewertet. Das Streufeld ist auch in der Literatur von Interesse [125–130]. Sei es in der Messtechnik oder bei der Bestimmung magnetischer Eigenschaften von Nanostrukturen für die Speicherindustrie. Ausführliche Betrachtungen experimenteller und theoretischer Natur zur Bestimmung des Streufeldes sind in den Arbeiten von S. Dreyer zu finden [131, 132]. In magnetischen Tunnelkontakten ist das Streufeld einer Lage auf die andere ebenfalls von Interesse. In Ref. [133] wird es numerisch berechnet und deckt sich mit dem hier errechneten Verlauf.

Ist das Feld am Ort der Struktur bekannt, kann deren Energie bestimmt werden. Um die Energie eines Nanopunktes im Feld eines anderen auszuwerten, muss die Zeeman-Energie und seine Selbstenergie berechnet werden. Ein entsprechender Integralausdruck ist in Quelle [43] zu finden

$$E_{\text{Dot}} = -\mu_0 \int_V \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_a dV - \frac{\mu_0}{2} \int_V \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{\text{S/D}} dV \quad (2.48)$$

\mathbf{H}_a ist das extern angelegte Feld und entspricht in dieser Betrachtung dem Streufeld der Struktur **A**. $\mathbf{H}_{\text{S/D}}$ entspricht dem Streu- bzw. Demagnetisierungsfeld der Struktur **B**. Beide werden mit Hilfe von Gl. 2.47 bestimmt. Um die Energie von **B** im Feld von **A** zu erhalten, müssen demnach in jedem Punkt von **B** die Streufelder bestimmt werden, um das Volumenintegral auswerten zu können. Die Energie beträgt 18,2 meV, wenn die Mittelpunkte beider Strukturen 80 nm von einander entfernt sind. Dieser Wert liegt somit etwas höher als der durch $E = -\mu B$ ermittelte Wert von 14,0 meV. Die Selbstenergie wird nicht berücksichtigt.

Magnetotransport in der CPP-Geometrie

Im ersten Hauptteil dieser Arbeit werden zwei Ansätze verfolgt, mit dem Ziel die sogenannte „current perpendicular to plane“ (CPP) Geometrie zu realisieren, um den anisotropen Grenzflächenmagnetowiderstand (AIMR¹) auch in dieser Geometrie nachzuweisen. Der AIMR ist ein Grenzflächeneffekt und tritt u. a. in Pt/Co/Pt-Schichtsystemen auf und wird in Ref. [37] beschrieben. Kobs et al. untersuchen den AIMR in Systemen, bei denen der Strom in der Ebene (CIP²) fließt. Wie sich für das Pt/Co/Pt-Schichtsystem der spezifische Widerstands in der CPP-Geometrie verhält, ist bisher nicht untersucht worden. Die Umsetzung der CPP-Systeme erfolgt zum einen durch eine 3D Strukturierung mit Hilfe eines fokussierten Ionenstrahls (FIB³) und zum anderen durch nasschemische Verfahren in Kombination mit Elektronenstrahl- und Photolithographie. Ein von Bell et al. [38] entwickeltes Herstellungsverfahren wird von Kobs zur Umsetzung des ersten Ansatzes vorgeschlagen [134].

3.1 Herstellung der Strukturen mittels fokussierten Ionenstrahls (FIB)

Der erste Ansatz greift auf eine dreidimensionale Strukturierung mittels fokussiertem Ionenstrahl zurück. Das von Bell et al. vorgestellte Verfahren [38] findet in einer Reihe von Arbeiten seine Anwendung [135–140]. Zunächst wird mit Hilfe von Photolithographie ein Drahtlayout auf ein Si₃N₄-Substrat übertragen. Das

¹engl.: **a**nisotropic interface **m**agneto**r**esistance

²engl.: **c**urrent **i**n-**p**lane

³engl.: **f**ocused ion **b**eam

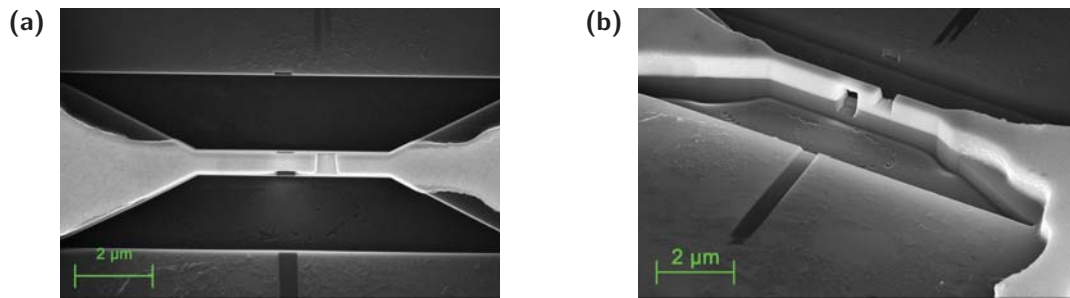


Abb. 3.1: (a) In dieser Abbildung ist die Draufsicht der 600 nm dicken Drahtstruktur gezeigt. Die trapezförmigen Abtragungen des Ionenstrahls sind deutlich zu erkennen. Der Draht wird dadurch auf ca. 500 nm verschmälert. (b) Hier ist eine perspektivische Darstellungen gezeigt, welche die zwei Einschnitte und die Brückenstruktur im Zentrum der Abb. zeigt. Die Strukturierung gewährleistet einen Stromfluss senkrecht zu den Co/Pt-Grenzflächen.

Drahtlayout besteht aus $\text{Pt}_{295\text{ nm}}/\text{Co}_{0,8\text{ nm}}/\text{Pt}_{295\text{ nm}}$ und bietet drei verschiedene Segmente zwischen den Kontaktpads, die für die 3D Strukturierung genutzt werden können. Ist ein Segment defekt oder schlägt die Strukturierung fehl, kann auf einen anderen Drahtsegment zurückgegriffen werden. Im ersten der beiden Strukturierungsschritte wird das betreffende Segment mittels FIB verschmälert. Die Breite wird von $4\text{ }\mu\text{m}$ auf $0,5\text{ }\mu\text{m}$ reduziert (s. Abb. 3.1a). Im zweiten Schritt wird die gesamte Probe so um ca. 89° gedreht, dass der Ionenstrahl nahezu senkrecht auf der Seitenfläche des verschmälerten Drahtsegmentes steht. Mit Hilfe zweier Einschnitte kann die in Abb. 3.1 gezeigte Geometrie realisiert werden, die einen Stromfluss senkrecht durch die Co/Pt-Grenzfläche im Bereich zwischen den Einschnitte erzwingt. Eine Nahaufnahme der Brückenstruktur ist in Abb. 3.2b gezeigt.

Es gibt verschiedene Anforderungen, die die Brückenstruktur erfüllen muss, damit Magnetowiderstandseffekte messbar werden. Der Probenquerschnitt muss klein genug sein, um ein akzeptables Signal zu erhalten [141]. Des Weiteren muss das Aspektverhältnis von Höhe zu Breite optimiert sein, um eine möglichst große z -Komponente der Stromdichte j_z an der Co/Pt-Grenzfläche zu erzielen. Andernfalls sind Widerstandsbeiträge durch Ströme, die parallel zur Co/Pt-Grenzfläche fließen, zu erwarten. An dieser Stelle bieten sich Simulationen der Stromverteilung an, die hinsichtlich des Aspektverhältnisses, Form des Leiterquerschnitts und Material so wie Größe der Kontaktflächen eine optimale Geometrie ermitteln. Die Stromverteilung in einer solchen Brückenstruktur wird von Wu et al. simuliert [136]. Eigene Simulationen bestätigen dessen Resultate und zeigen für die im Experiment realisierten Abmessungen durch die 3D Strukturierung eine erhöhte z -Komponente der Stromdichte j_z innerhalb der Brückenstruktur. Die CPP-Geometrie und j_z sind schematisch in Abb. 3.2a gezeigt. Neben den geometrischen Anforderungen muss beachtet werden, dass die Co/Pt-Grenzfläche sehr empfindlich auf Ionenbeschuss reagiert. Chappert et al. zeigen [142], dass der Magnetismus mittels Ionendosis eingestellt werden kann. Ab einer gewissen Dosis ist der Ferromagnetismus zerstört

3.1 Herstellung der Strukturen mittels fokussierten Ionenstrahls (FIB)

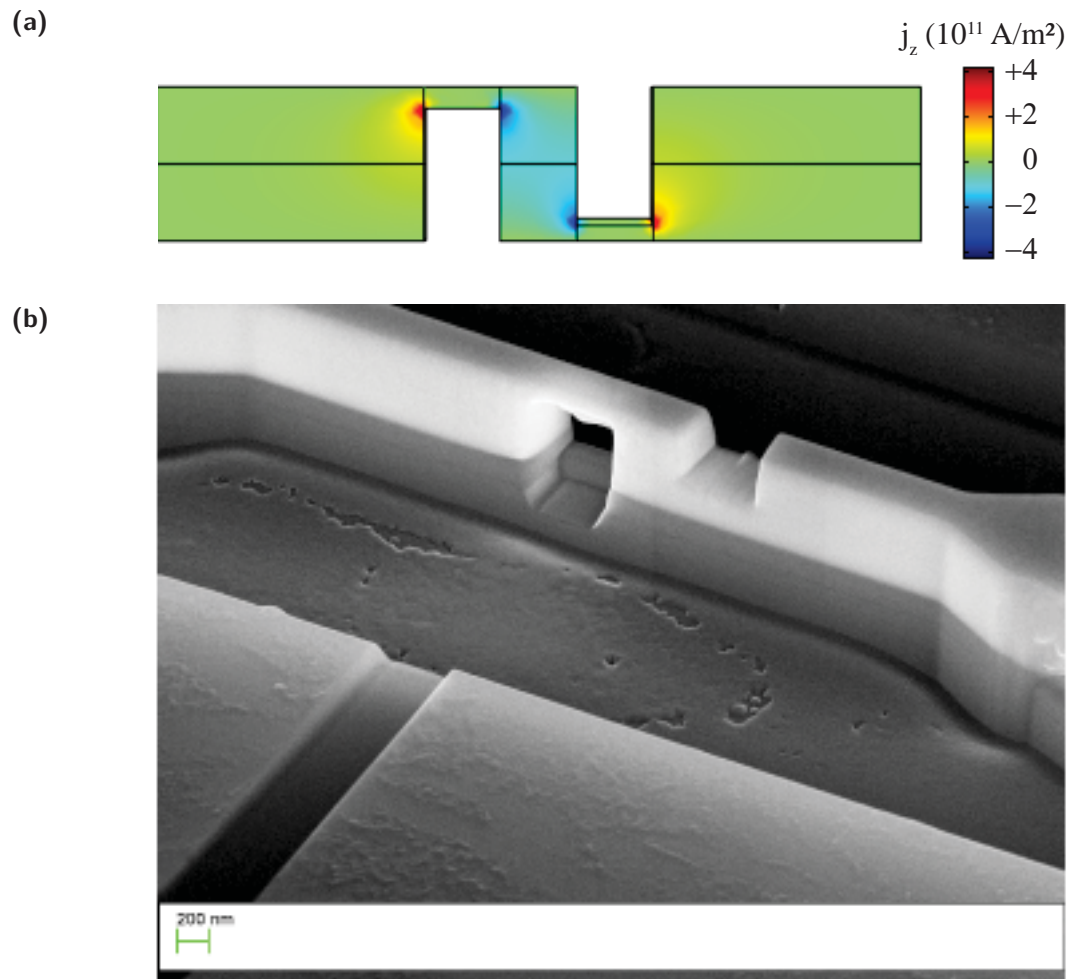


Abb. 3.2: In (a) ist die simulierte z -Komponente der Stromdichte durch die Brückenstruktur dargestellt. Durch den unteren und oberen Einschnitt wird der Strom senkrecht durch die Co/Pt-Grenzfläche geführt. Abb. (b) zeigt eine Nahaufnahme einer FIB-strukturierten Brückenstruktur. Die Einschnitte sind deutlich sichtbar. Des Weiteren ist zu erkennen, dass die Verschmälerung tief ins Substrat hineinreicht.

und das System verhält sich paramagnetisch (bei Raumtemperatur).

Im Rahmen dieser Arbeit gelang es mit dem dargestellten Ansatz nicht, ein magnetisches Signal zu messen. Der massive Beschuss mit Galliumionen führt vermutlich zur Zerstörung der Grenzfläche und des Magnetismus in der Struktur. Obwohl die Struktur durch eine fast 300 nm dicke Pt-Schicht geschützt ist und nicht direkt vom Ionenstrahl beschossen wird, besitzt der Strahl einen lateral ausgedehnten Ionenhintergrund. Durch diesen Halo erfahren auch nicht beschossene Bereiche auf Dauer eine nicht unerhebliche Ionendosis. Untersuchungen zeigen, dass selbst geringe Ionendosen die Grenzfläche beeinflussen und die Vorzugsrichtung der Magnetisierung von senkrecht zu parallel zur Filmebene ziehen oder das System gar paramagnetisch machen [143, 144]. Weitere Arbeiten, die die Auswirkungen eines Ionenbeschusses auf Co/Pt-Systeme untersuchen bzw. zusammenfassen sind in Ref. [145–147] zu finden. Zusätzlich zur Ionendosis, die die Struktur von oben erfährt, wird sie beim Beschuss der Einschnitte, einer Ionenstrahlung von der Seite ausgesetzt. Der Beschuss von der Seite greift die Grenzfläche deutlich stärker an. Zudem bleibt unklar, ob der Querschnitt der Struktur klein genug ist, um etwaige Effekte messen zu können. Werden die Dimensionen weiter reduziert, wirkt sich die Ionendosis noch stärker auf die magnetische Schicht der Struktur aus. Ein weiterer Nachteil sind die Zuleitungen. Sie besitzen ähnliche Abmessungen und beinhalten ebenfalls magnetisches Material. Eine Überlagerung der Effekte in CIP- und CPP-Geometrie könnte die Folge sein. Da dieser Ansatz in Bezug auf die Messung magnetischer Signale fehlschlug, wird mit Hilfe von Elektronenstrahlolithographie und einer niederenergetischen Ätztechnik versucht eine CPP-Geometrie zu realisieren, wie im Folgenden vorgestellt wird.

3.2 Herstellung der CPP-Strukturen mittels Lithographie und Ionenätzen

Der zweite Ansatz setzt auf nasschemische Verfahren unter Verwendung von Elektronenstrahl- und Photolithographie sowie auf niederenergetisches Argonionenätzen (500 eV). Der schädliche Einfluss der hochenergetischen Galliumionen (30 keV) auf die Co/Pt-Grenzfläche wird hiermit vermieden. Eine Reduzierung des Strukturquerschnitts ist somit möglich und es kann mit einer Erhöhung der zu erwartenden Messsignale gerechnet werden. Die Anzahl der Prozessschritte nimmt jedoch zu und Verunreinigungen durch die nasschemischen Verfahren sind nicht auszuschließen. Die folgenden Herstellungsschritte werden sehr knapp vorgestellt, da sie in Bezug auf die Techniken und verwendeten Chemikalien sehr stark der Herstellung der Nanostrukturen im Abs. 4.1 ähneln. Dort werden die einzelnen Schritte detailliert behandelt.

Für die Umsetzung der CPP-Systeme werden zwei Strukturlayouts getestet. Layout **L1** und **L2** sind schematisch in Abb. 3.3 dargestellt. **L2** ist eine Weiterent-

3.2 Herstellung der CPP-Strukturen mittels Lithographie und Ionenätzen

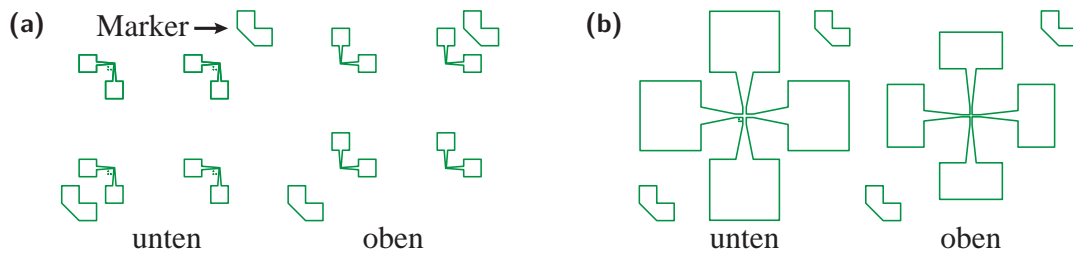


Abb. 3.3: Darstellung der beiden verwendeten Layouts (a) **L1** und (b) **L2**. **L1** besteht aus zwei Kontaktflächen, die in einem Knick zusammenlaufen. In diesem Knick befinden sich später die Nanostrukturen. **L2** besteht aus vier Kontaktflächen. In der Mitte des Kreuzes befinden sich die späteren Nanostrukturen. Die jeweils untere Struktur in (a) und (b) setzt sich aus dem Pt/Co/Pt-Schichtsystem zusammen. Dabei ist die erste Pt-Schicht so dick gewählt, dass sie später als untere Kontaktfläche fungiert. Die rechte Struktur bildet jeweils die obere Kontaktfläche, welche im letzten Prozessschritt aufgebracht wird. Sie besteht aus Platin. Mit Hilfe der Marker ist ein Ausrichten mit einer Genauigkeit von $\pm 1 \mu\text{m}$ möglich. Bei **L1** liegen die Knicke der oberen und unteren Struktur übereinander. Bei **L2** liegt das obere kleinere Kreuz komplett innerhalb des größeren unteren Kreuzes.

wicklung, deren Vorteile gegenüber **L1** später diskutiert werden. Der Kerngedanke dabei ist, dass zwei Kontaktflächen übereinander gebracht werden, zwischen denen sich eine oder mehrere Nanostrukturen befinden. Im Folgenden werden die drei Prozessschritte für das Probenlayout **L1** schrittweise vorgestellt. Der Unterschied zu **L2** und dessen Vorteile werden abschließend erläutert.

Schritt 1

Zuerst wird mittels Photolithographie das Layout **L1** als Lackmaske auf ein Si_3N_4 -Substrat übertragen. Per Sputterdeposition wird ein Pt/Co/Pt-Schichtsystem aufgebracht⁴. Anschließend werden Lack und darauf befindliches Metall entfernt. Zurück bleibt **L1**, welches sich aus dem gewünschten Schichtsystem zusammensetzt. **L1** besitzt zwei Kontaktflächen, welche in einem Knick zusammen laufen. Dort werden per Elektronenstrahlolithographie Lacktürme erstellt, welche das darunter liegenden Filmsystem im anschließenden Ionenätzen schützen (siehe Abb. 3.4a). Die Gesamtschichtdicke beträgt 150 nm, wobei die ersten 50 nm auf die untere Kontaktfläche entfallen sollen. Die verbleibenden 100 nm, in deren Mitte sich die Co-Schicht befindet, bilden die spätere Strukturhöhe. Zusätzlich werden Pt/Co/Pt-Schichtsysteme mit einer Höhe von 100 nm hergestellt. Diese Referenzproben besitzen das gleiche Schichtsystem, weisen jedoch eine 50 nm dünnere untere Pt-Schicht auf. Probe und Referenzprobe werden gleichzeitig dem Ionenätzen unterzogen. Die Referenzprobe ist elektrisch kontaktiert und ihr Widerstand steigt etwa mit dem Inversen der Filmdicke an, während immer mehr Filmmaterial abgetragen wird. Ist kein geschlossener Film mehr vorhanden, steigt

⁴Für Details zur Präparationskammer und dem Herstellungsverfahren sei an dieser Stelle auf die Arbeiten von Stillrich und Winkler verwiesen [148–150].

Kapitel 3 Magnetotransport in der CPP-Geometrie

der Widerstand sprunghaft an und das Schichtsystem der Referenzproben ist so gut wie vollständig abgetragen. Für das Schichtsystem der Probe **L1** bedeutet dies, dass Strukturen der Höhe 100 nm erzeugt worden sind, die auf einer Kontaktfläche aus 50 nm Pt stehen (siehe Abb. 3.4b).

Schritt2

Im Anschluss erfolgt ein wichtiger Prozessschritt, der die erzeugten Nanostrukturen in eine isolierende Schicht bettet. Dazu wird das Silikonharz (HSQ⁵) FOX(R) 15 verwendet [151]. Aufgrund seiner Eigenschaften wird HSQ als Negativlack für die Elektronenstrahlolithographie genutzt [152]. Strukturen im Bereich von ca. 10 nm bis 20 nm und darunter sind je nach Lackdicke möglich [153–155]. Für die hier verwendeten Nanostrukturen sind größere Lackhöhen notwendig. Der Lack muss höher als die Co-Schicht sein, damit der Strom in jedem Fall durch sie hindurch fließt. Im Idealfall ist die HSQ-Lackschicht 90 nm bis 100 nm dick, sodass die Nanostruktur oben noch frei liegt aber der Weg für den Strom trotzdem maximal ist. Dies gewährleistet einen möglichst senkrechten Stromfluss durch die Co/Pt-Grenzfläche. Die Lackdicke des HSQs ist über einen großen Bereich gut einstellbar, da sie durch verschiedene Parameter variiert werden kann [156]. Mit Hilfe des Elektronenmikroskops wird der HSQ, in einem den Knick und die Strukturen überlappenden Bereich, belichtet. Überschüssiges HSQ wird durch einen Entwickler entfernt. Neben der hervorragenden Eignung als Elektronenstrahllack zeichnet sich HSQ dadurch aus, dass er Oberflächen sehr gut benetzt und deren Rauigkeiten reduziert [157]. Das Hauptargument für die Verwendung ist, dass sich HSQ beim Beschuss mit Elektronen, Temperatureinfluss oder einer Kombination aus beiden zu amorphen SiO₂ umwandelt [152]. Daher kann HSQ als Dielektrikum verwendet werden [158, 159]. Zudem weist HSQ eine geringe Permittivität auf. Für Details der chemischen Prozesse während des Belichtens und thermischen Behandelns sei auf Ref. [152, 156, 160] verwiesen. Für den Übergang zu SiO₂ werden die Proben 45 Minuten einer Temperatur von 200 °C ausgesetzt.

Schritt3

Im Regelfall weist die HSQ-Schicht nicht immer die ideale Dicke auf. Sind die Nanostrukturen komplett mit HSQ bedeckt, muss in einem separaten Ätzschritt die HSQ-Schicht abgetragen werden, bis die Strukturen frei liegen. Mit Hilfe von Photolackkanten, welche auf HSQ-beschichtete Proben aufgebracht werden, und Rasterkraftmikroskopie (AFM⁶) wird die Abtragerate⁷ des HSQs bestimmt. Sie beträgt $(2,00 \pm 0,02) \text{ \AA/s}$. Der überschüssige Lack wird nun entsprechend

⁵engl.: hydrogen silsesquioxane

⁶engl.: atomic force microscope

⁷Der Lack wird unter Verwendung von Ar⁺-Ionen abgetragen, die eine Energie von 500 eV besitzen.

3.2 Herstellung der CPP-Strukturen mittels Lithographie und Ionenätzen

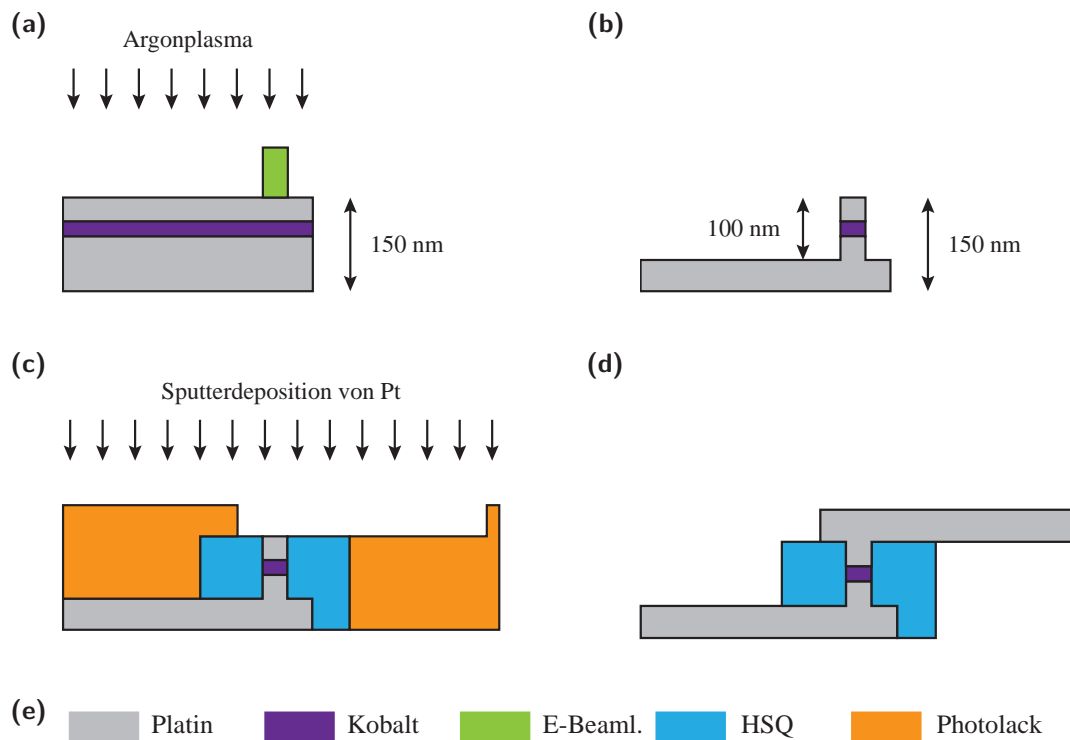


Abb. 3.4: Die Prozessschritte zur Herstellung der CPP-Strukturen mittels Lithographie- und Ätztechniken sind hier für **L1** dargestellt. (a) Das gewünschte Schichtsystem inklusive Lackmaske für die Co/Pt-Säule wird einem Ar^+ -Ionen-Sputterprozess unterzogen. In (b) sind die resultierende Nanostruktur samt Kontaktfläche gezeigt. (c) Nachdem HSQ (SiO_2) und Photolack aufgetragen worden sind, wird die obere Pt-Kontaktfläche aufgedampft. (d) Nach dem Ablösen des Lacks und des überschüssigen Metalls bleibt die fertige CPP-Geometrie zurück.

lange beschossen und die Freilegung wird mit dem Elektronenmikroskop (SEM⁸) zwischendurch mehrmals überprüft, da die überschüssige Lackdicke variieren kann. Liegen die Strukturen frei, wird im letzten Photolithographieschritt die obere Kontaktfläche (50 nm Pt) des Layouts **L1** per Sputterdeposition aufgebracht (siehe Abb. 3.4c). Nach dem Ablösen des Lacks und dem damit verbundenen überschüssigen Metall ist die Struktur fertig (siehe Abb. 3.4c) und kann mit dem Halter des Messaufbaus elektrisch verbunden werden. Der HSQ-Lack muss im Knick von **L1** einen großen Höhenunterschied zwischen Strukturen, Kontaktfläche und Substrat ausgleichen, da während des Ionenätzens neben dem Metall auch Substrat abgetragen wird. Daher muss der HSQ-Lack so dick gewählt werden, dass er die Strukturen umschließt und ebenfalls die Kante beim Übergang des Pt-Kontaktpads zum Substrat bedeckt. SEM-Aufnahmen zeigen, dass dieser Übergang brüchig sein kann, wenn der Lack zu dünn aufgetragen worden ist. Elektrische Kurzschlüsse können die Folge sein. Zu viel Lack begräbt allerdings die Strukturen.

⁸engl.: scanning electron microscope

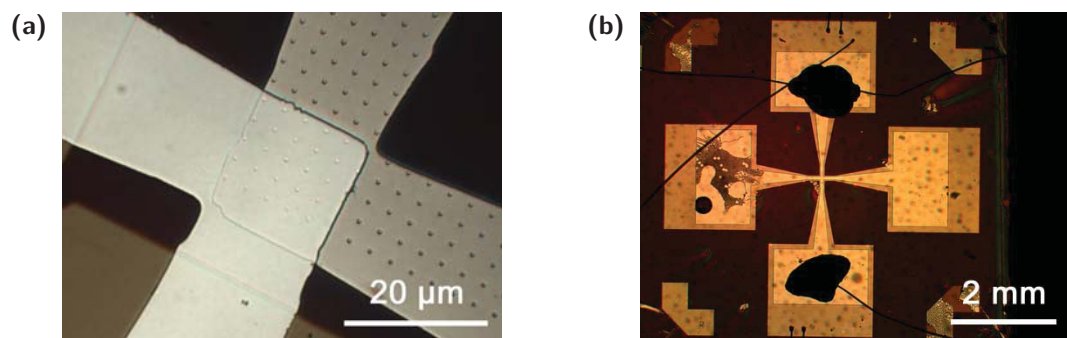


Abb. 3.5: Realisierung der Probenlayouts (a) L1 und (b) L2. Abb. (a) zeigt submikrometer große Strukturen auf einem Platinpad. Die dunklen Bereiche sind dem HSQ zuzuordnen. Über die in HSQ eingelassenen Strukturen wird eine weitere Kontaktfläche aufgebracht. In (b) hebt sich das obere helle Kreuz von dem durch HSQ bedeckten dunkleren Kreuz ab.

Die Herstellungsschritte sind für beide Layouts identisch. **L2** unterscheidet sich von **L1** in zwei Punkten. Zum einen besitzt **L2** sowohl für das untere als auch für das obere Kontaktlayout vier Kontaktpads. Des Weiteren passt das obere kleinere Kontaktkreuz genau in das untere größere Kreuz. Dadurch werden Überlappkanten, wie sie bei dem Layout **L1** im Bereich des Knicks auftreten können, vermieden. Fertige Proben beider Layouts sind in Abb. 3.5 dargestellt.

3.3 Zusammenfassung und Ausblick

Im ersten Hauptteil der Arbeit sind zwei verschiedene Ansätze vorgestellt worden, deren Ziel die Realisierung einer CPP-Geometrie ist. Die CPP-Geometrie soll überprüfen, ob der AIMR auch in dieser Konfiguration auftritt. Der erste Ansatz basiert auf einer 3D FIB-Strukturierung nach Bell et al. [38]. Das Strukturdesign konnte erfolgreich umgesetzt werden. Aufgrund eines zu großen Strukturquerschnittes und einer zu hoher Ionendosis konnte kein magnetisches Signal gemessen werden. Der zweite Ansatz basiert auf nasschemischen Verfahren und Lithographietechniken. Zwei verschiedene Layouts werden getestet und für beide können erfolgreich Proben gefertigt werden (siehe Abb. 3.5).

Dennoch konnte lediglich bei einer Probe (Layout **L2**) ein magnetisches Signal gemessen werden, welches mit $\Delta R/R \approx 0,07\%$ einen sehr kleinen Effekt liefert. Die Messung ist in Abb. 3.6a dargestellt. Aufgrund der Co-Dicke von 20 nm und des Strukturradius von 100 nm führt die Formanisotropie zu einer Magnetisierung die bevorzugt in der Ebene liegt, obwohl durch den Strukturierungsprozess eine laterale Reduzierung der Dimension beim Übergang vom Film zur Nanostruktur stattfindet und sich somit das Verlangen der Magnetisierung in der Ebene zu liegen reduziert (vgl. Millev et al. [47]). Das externe Feld wird senkrecht zur Grenzfläche angelegt. Der Widerstand ist im Nullfeld am größten und fällt achsensymmetrisch zu großen Feldstärken ab. Zunächst ist es naheliegend, das Signal als Überlagerung

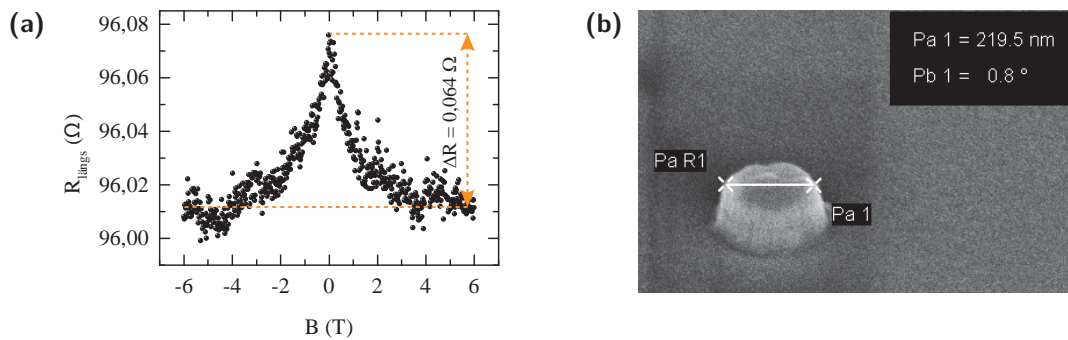


Abb. 3.6: In (a) ist das magnetische Signal einer Probe mit 20 nm dicker Co-Schicht dargestellt. Das externe Feld wird senkrecht zur Grenzfläche angelegt. Der Probe liegt das Layout **L2** zugrunde. Im Zentrum des Kreuzes sind neun Nanotürme mit Durchmessern von ca. 200 nm und einer Höhe von 100 nm angeordnet. Das ermittelte Signal beträgt lediglich $\Delta R/R \approx 0,07\%$. (b) zeigt eine Pt/Co/Pt-Nanostruktur auf einem Pt-Kontaktpad. Die Struktur ist 100 nm hoch und besitzt einen Radius von ≈ 110 nm.

des anisotropen Magnetowiderstands (AMR⁹) und des AIMRs zu betrachten. Der AMR resultiert vorwiegend aus dem Co-Volumenanteil, während die Co/Pt-Grenzfläche die Quelle des AIMRs darstellt. Der AMR ist am größten, wenn Magnetisierung und Stromdichte parallel ($|B| \gtrsim 2$ T) zueinander stehen und am geringsten, wenn sie senkrecht zueinander liegen. Wie sich der AIMR in dieser Geometrie verhält ist bisher nicht untersucht worden. Das Signal verhält ist unter der Annahme, dass nur ein AMR vorliegt nicht plausibel, da bei paralleler Ausrichtung von \mathbf{M} und \mathbf{j} der niedrigste Widerstand gemessen wird (vgl. Abb. 3.6). Gleiches gilt falls AMR und AIMR überlagert auftreten, und der AIMR in CPP (wie in CIP beobachtet) für den Fall $\mathbf{M} \parallel \mathbf{n}$ ebenfalls maximal ist. Um das Signal erklären zu können, müsste der AIMR größer als der AMR sein und ein entgegengesetztes Vorzeichen besitzen. In wie weit AIMR, AMR oder andere Widerstandseffekte zum Signal beitragen, kann in Rahmen dieser Arbeit nicht geklärt werden. Eine dickenabhängigen Untersuchung würde sich an dieser Stelle anbieten, da ΔR_{AIMR} konstant bleibt, während sich ΔR_{AMR} mit der Schichtdicke ändert. Aufgrund der Geometrie sind alle Widerstandsbeiträge in Reihe geschaltet und sollten sich separieren lassen.

Rückblickend kann eine Reduzierung des Messsignals durch den enormen thermischen Einfluss während des Umwandlungsprozesses von HSQ zu SiO_2 vermutet werden. Die hohen Temperaturen beim Herstellungsprozess von 200 °C über eine Dauer von ca. 45 Minuten können zu einer Durchmischung von Co und Pt führen. Dies verschlechtert die Qualität der Grenzfläche und verringert den Einfluss des AIMRs. Die Temperatur sollte den AMR hingegen wenig beeinträchtigen.

Abschließend bleibt festzuhalten, dass in beiden Ansätzen Strukturen realisiert werden konnten. Ein belastbares Ergebnis in Form eines eindeutigen Messsignals

⁹engl.: **a**nisotropic **m**agneto**r**esistance

Kapitel 3 Magnetotransport in der CPP-Geometrie

bleibt jedoch aus. Der zweite Ansatz ist vielversprechend und kann durch Optimierung der Prozessschritte zu einem Ergebnis führen. So kann bspw. der Übergang des HSQs zu SiO_2 durch eine hohe Elektronendosis vollzogen werden, ohne die Grenzfläche des Probensystems thermisch zu belasten. Diesen Übergang verdeutlichen Regonda et al. mit Hilfe energiedispersiver Röntgenanalyse (EDAX¹⁰) [161]. Der Sauerstoff nimmt in Abhängigkeit der Elektronendosis während des Belichtungsprozesses zu und ist ein Indikator für die SiO_2 -Verbindungen¹¹. Des Weiteren kann statt HSQ auf einen anderen Isolator, welcher z. B. per Sputterdeposition aufgebracht wird, zurückgegriffen werden. Die Optimierung der Strukturdimensionen erlaubt ebenfalls noch Handlungsspielraum. Simulationen zeigen, dass sich in überdimensionierten Kontaktflächen der Strom zunächst lateral verteilt, bevor er durch die Struktur fließt. Wählt man zusätzlich Kontaktflächen mit einer höheren Leitfähigkeit verstärkt sich dieser Effekt. Beide Modifikationen führen zu einer Erhöhung von j_z innerhalb der Nanostruktur. Eine Untersuchung mittels quantitativer Simulationen ist an dieser Stelle sinnvoll, um ein optimales Probendesign zu finden.

Hier schließt der erster Hauptteil der Arbeit und leitet zum zweiten Teil über, der sich mit der Wechselwirkung von Nanostrukturen befasst, welche mittels Elektronenstrahlithographie gezielt auf einem Hall-Kreuz platziert werden. Auf die hier erworbenen Erkenntnisse bzgl. des Ausrichtungs- und Strukturierungsprozesses kann im nächsten Kapitel aufgebaut werden.

¹⁰engl.: energy dispersive analysis of x rays

¹¹Sie weisen darauf hin, dass der prozentuale Anteil des Sauerstoffs durch ein Untergrundsignal des Si-Substrates verfälscht wird. Die Abhängigkeit ist jedoch deutlich erkennbar. Ab einer bestimmten Dosis sättigt der O_2 -Anteil.

Wechselwirkung zwischen Nanostrukturen in einer Dreiecksgeometrie

Im zweiten Hauptteil dieser Arbeit werden drei Nanostrukturen betrachtet, welche in einer Dreiecksgeometrie angeordnet sind. Dazu werden mit Hilfe der Elektronenstrahlolithographie drei ferromagnetische Nanopunkte strukturiert. Die Elektronenstrahlolithographie ist heutzutage bereits in der Lage Strukturen < 5 nm herzustellen [162] und ist daher eine ideale Technik, um eindomänige Nanostrukturen zu erzeugen. Diese werden so angeordnet, dass sie die Ecken eines gedachten gleichseitigen Dreiecks bilden. Insgesamt werden im folgenden Verlauf drei Proben vorgestellt und hinsichtlich verschiedener Aspekte untersucht. Diese Proben werden dabei mit **P1**, **P2** und **P3** bezeichnet. Die Zuordnung sowie Abmessungen der Proben sind im Anhang in Tabelle 6.2 zu finden. Hauptintention dieser Anordnung ist es, mögliche Wechselwirkungen bzw. frustriertes Verhalten des Systems zu untersuchen. Hierfür stehen ein Vielzahl von Techniken zur Verfügung [163–166]. Das Werkzeug, welches hier verwendet wird, um die Nanostrukturen zu untersuchen, basiert auf Magnetotransportmessungen unter Ausnutzung des AHEs (siehe Abs. 2.7). Das Messprinzip wird in Ref. [67, 167, 168] detailliert motiviert und erläutert. Der AHE ist sensitiv auf die Senkrechtkomponente der Magnetisierung der Strukturen und eignet sich hervorragend, um deren Änderungen im externen Feld gegen die Zeit zu messen und deren Verhalten unter Temperaturvariationen zu untersuchen. Eigenschaften einer einzelnen Struktur, sowie das Verhalten einer Struktur unter Berücksichtigung der anderen beiden werden betrachtet. U. a. wird die Schaltfeldverteilung, das magnetische Moment sowie das Streufeld einer Struktur untersucht. Des Weiteren sind Telegraphenrauschen und Verhalten bei verschiedenen Temperaturen von Interesse. Mit Hilfe von Temperatur und

externen Magnetfeldern werden Strukturen gezielt geblockt oder angeregt.

Dazu werden im Folgenden zwei unterschiedliche Schichtsysteme gewählt, in die jeweils Strukturen mit Abständen zwischen ihren Mittelpunkten von ca. 92 nm bzw. 116 nm strukturiert werden¹. Nachdem Probenparameter und Probenherstellung beleuchtet worden sind, wird auf den Experimentaufbau und die damit verbundenen Messmethoden eingegangen.

4.1 Probenherstellung

Es werden gezielt Pt/Co/Pt-Nanostrukturen auf einem Hall-Kreuz angeordnet und mit Hilfe des AHEs untersucht (siehe Gleichung 2.40). Die Strukturen bilden die Ecken eines gedachten gleichseitigen Dreiecks. In den hier vorgestellten Systemen werden die Co-Dicke der Nanostrukturen und der Abstand zwischen ihren Mittelpunkten variiert. Welchen Anforderungen diese drei Systeme genügen müssen und wie sie hergestellt werden, wird in diesem Abschnitt beschrieben. Neben den einzelnen Herstellungsschritten wird auf die Messmethodik, welche zur Charakterisierung der Nanostrukturen dient, eingegangen. Die Anforderungen an die Nanostrukturen lassen sich wie folgt zusammenfassen:

Senkrechte Anisotropie/ senkrechte Magnetisierung

Eine senkrecht zum Strom stehende Magnetisierung wird benötigt, um den AHE als „Messsonde“ in unseren Experimenten nutzen zu können. Senkrecht zu Strom und Magnetisierung kommt es dann zu einer Ladungsakkumulation, welche als Querspannung gemessen werden kann (siehe Abschnitt 2.7). Die starke senkrechte Anisotropie ist von Nöten, um eine Magnetisierung in eben diese Richtung einzustellen. Die hier im Wesentlichen beteiligten Energiebeiträge sind die in Abschnitt 2.2 vorgestellten Grenzflächen- und Formanisotropie. Die verwendeten Pt/Co/Pt Schichtsysteme haben Co-Dicken von 1,0 nm bzw. 1,2 nm. Letztere liegt sehr nahe an einem Bereich, in dem die Magnetisierung „gecanted“² ist. Eine spätere Messung der Anisotropiewerte der Filmsysteme (vgl. Tab. 4.1) zeigt, dass sie nicht „gecanted“ ist. Durch den Strukturierungsprozess findet ein Übergang von einem dünnen Film zu einer zylinderförmigen Nanostruktur statt. Die lateralen

¹Es handelt sich dabei um Sollabstände zwischen den Mittelpunkten der Strukturen. Die tatsächlichen Abstände fallen geringer aus, da Belichtungseffekte zwischen den Strukturen die Lackmasken dichter zusammenrutschen lassen.

²Bei gecanteten Filmsystemen liegen Formanisotropie und effektive uniaxiale Anisotropie erster Ordnung sehr nahe beieinander. Daher rückt die Anisotropie zweiter Ordnung in den Fokus und wird zur Beschreibung des Systems herangezogen. Wird die Anisotropie erster Ordnung negativ, d.h. der Einfluss der Form überwiegt im Vergleich zu Beiträgen, die eine „out of plane“-Stellung der Magnetisierung bevorzugen, kommt es zum Spinreorientierungsübergang. Die Magnetisierung ist bezüglich der z-Achse verkippt, „gecanted“. Der Bereich kann durch die Beziehung $-2K_2 < K_{1,\text{eff}} < 0$ beschrieben werden.

Abmessungen werden drastisch reduziert. Folglich ändert sich die Formanisotropie dahingehend, dass eine Ausrichtung der Magnetisierung in der Ebene weniger stark bevorzugt wird [47]. Die senkrechte Ausrichtung der Magnetisierung ist somit gegeben. Entsprechende Untersuchungen finden sich in der Arbeit von Neumann [67]. Eine hohe senkrechte Anisotropie wird beispielsweise durch sehr dünne Kobaltschichten (0,7 nm) erzielt³. Auch Pt/Co/Pt-Multilagen dieser dünnen Schichten eignen sich. In einer kürzlich veröffentlichten Arbeit zeigen Neumann et al. [169], dass es ab einer Kobaltdicke von 5,0 nm wieder zu einem Anstieg der Anisotropie in Nanostrukturen kommt, obwohl die Grenzflächenanisotropie mit steigender Dicke an Einfluss verliert. Der Anstieg wird durch den Übergang des Co-Gitters von fcc⁴ zu hcp⁵ erklärt.

Großes Streufeld/ geringer Abstand zwischen den Strukturen

Essentiell wichtig für die Untersuchung der Wechselwirkung ist ein großes Streufeld der Partikel. Es muss genügend magnetisches Material, in diesem Fall Kobalt, vorhanden sein, um ein ausreichendes Streufeld zu generieren. Aus diesem Grund fiel die Wahl auf Co-Dicken von 1,0 nm bzw. 1,2 nm. Sie gewährleisten eine senkrechte Magnetisierung und möglichst viel magnetisches Material. Zudem müssen die Nanostrukturen so dicht wie möglich angeordnet werden, da deren Streufelder mit $1/r^3$ abfallen. Ansätze für eine abstandsabhängige Berechnung sind in Abschnitt 2.9 zu finden. Zum Zeitpunkt dieser Arbeit sind Abstände zwischen den Rändern der Strukturen von ca. 30 nm möglich. Kleinere Abstände sind aufgrund von Belichtungseffekten⁶ nicht realisierbar. Eine Verbesserung des Belichtungsprozesses könnte durch die neu installierte Strahlableitvorrichtung (Beam Blanker) erreicht werden.

Messbares AHE-Signal

Die Auflösung des Spannungsmessgerätes⁷ liegt typischerweise bei 50 nV und hängt von verschiedenen Geräteeinstellungen ab. Die wichtigste Stellschraube ist die Integrationszeit beim Messen der Spannungswerte. In den Messungen werden typischer Weise ca. 60 nV bis 80 nV „peak to peak“ Rauschen beobachtet. Daher sind Messungen mit Signalhöhen größer als 150 nV auswertbar. Bei kleineren Signalen, wie z.B. in später gezeigten Übereckmessungen, muss über mehrere Durchläufe gemittelt werden oder die Integrationszeit erhöht werden. Um ein

³Die Grenzflächenanisotropie ist proportional zu $1/t$ und wird mit sinkender Filmdicke t größer.

⁴engl.: face centered cubic

⁵engl.: hexagonal closed packed

⁶Man spricht vom sogenannten „proximity effect“ (engl.: Nahwirkung), welcher dazu führt, dass der Lack zwischen den Strukturen mitbelichtet wird und in weiteren nasschemischen Verfahrensschritten nicht entfernt werden kann. Die Strukturen verschmelzen.

⁷Für die Spannungsmessung und Stromeinprägung wurden ein 2182 A Nanovoltmeter und ein 2620 Amperemeter der Firma Keithley verwendet.

möglichst gutes Signal zu Rauschverhältnis zu erhalten, sind verschiedene Faktoren zu beachten. Die Flächenfüllung und Position der Nanostrukturen bezüglich des Hall-Kreuzes, das Substrat und die Schichtdicken von Kobalt und Platin sind so zu wählen, dass der eingeprägte Strom ein ausreichendes Signal erzeugt. Detaillierte Untersuchungen zur Stromverteilung in Hall-Kreuz und Nanostruktur sind in der Arbeit von C. Thönnißen [167] zu finden. Für weitere Informationen zum Messaufbau sei auf die Arbeit von Neumann verwiesen [67].

Eindomäniges Schaltverhalten

Da in dieser Arbeit u. a. das Schaltverhalten einer oder mehrerer Nanostrukturen untersucht wird, ist ein eindomäniges Schalten der Partikel unabdingbar, um das Modell von Stoner-Wohlfart als Basis verwenden zu können. Zudem würden Schaltvorgänge, die über Domänenwandnukleation stattfänden, oder gar mehrdomäniges Schalten einzelner Nanopunkte, das System unnötig verkomplizieren. An dieser Stelle sei auf die Arbeit von Neumann verwiesen [67], der für typische Kobaltaustauschlängen von 3 nm bis 5 nm und unter der Verwendung der Formel von Kronmüller und Fähnle [170] einen Grenzbereich für einen eindomänigen Grundzustand der hier verwendeten Nanostrukturen ableitet. Der kritische Durchmesser liegt in einem Bereich von 36 nm bis 60 nm. Da die Lackmasken einen Durchmesser von ca. 40 nm und die fertigen Nanostrukturen aufgrund von Re-deposition einen Durchmesser von 50 nm aufweisen, liegen sie genau in diesem Bereich. Die hier vorgestellten Probensysteme werden bis minimal 77 K gekühlt und zeigen stets eindomäniges Schalten bzw. Stoner-Wohlfarth ähnliches Verhalten. Ein eindomäniger Grundzustand ist somit sehr wahrscheinlich. Die Abweichungen vom Stoner-Wohlfarth-Modell werden auf eine verkippte Anisotropieachse und nicht auf den Ummagnetisierungsprozess zurückgeführt. Dennoch wird der Fakt, dass die Struktur aus mehreren Grains⁸ besteht, in der späteren Auswertung Berücksichtigung finden.

Um all diesen Punkten gerecht zu werden, werden auf SiO₂-Substrat⁹ Schichtsysteme, bestehend aus Pt/Co/Pt, aufgebracht. Ihre genaue Zusammensetzung kann im Anhang in Tabelle 6.1 nachgelesen werden. Hierbei werden gleich mehrere der oben genannten Punkte berücksichtigt. SiO₂ zeigt z.B. im Vergleich zu Si₃N₄ Substrat ein geringeres Rauschen in den Experimenten [67]. Zusätzlich wird der Seed-Layer mit 7 nm Pt, 3 nm dicker gewählt als es in früheren Arbeiten der Fall war. Dies verbessert nochmals das Signal zu Rauschverhältnis. Vermutlich ist das höhere Rauschen auf Wachstumsprozesse bzw. die Oberflächenrauigkeit des Substrates zurückzuführen. Ein dickerer Platin-Seedlayer ist hier von Vorteil, da sich mit zunehmender Dicke diese Einflüsse reduzieren. Der Anteil des Stroms in

⁸Körner, engl.: grains

⁹Hierbei handelt es sich um thermisch oxidiertes SiO₂ mit einer Dicke von 200 nm. Darunter liegt Si. Die Wafer werden kommerziell vertrieben, gesägt und poliert. Aus AFM-Messungen erhält man eine Rauigkeit von ± 4 nm.

der Kobaltschicht nimmt dabei ab und führt zu einem schwächeren Signal. Der Mehrgewinn des besseren Signal zu Rauschverhältnisses überwiegt jedoch. Die wesentlichen Herstellungsschritte lassen sich wie folgt zusammenfassen:

Phase I - Aufbringen der Goldkontaktflächen und Strukturierung der Nanopunkte

Per Sputterdeposition¹⁰ wird das Pt/Co/Pt-Schichtsystems auf SiO₂ aufgetragen. Danach wird Negativlack **ma-N 1407**¹¹ oder Negativlack **AR-N-7520.11**¹² aufgetragen und bei 85 °C für 60s auf der Heizplatte gehärtet, um Lösungsmittel zu verdampfen. Im anschließenden Photolithographieschritt ändert das UV-Licht die chemische Zusammensetzung der belichteten Bereiche und macht sie gegenüber dem Entwickler unempfindlich. Es wird eine Maske verwendet deren Layout im Anhang in Abb. 6.2 dargestellt ist. Für den **ma-N 1407** wird als Entwickler **ma-D 5338**, für **AR-N-7520.11** der **AR 300-47** verwendet. Die nicht belichteten Bereiche lösen sich deutlich schneller auf. Die gewünschte Lackmaske bleibt übrig. Nachdem die gewünschten Bereiche vom Lack befreit sind, kann Gold aufgedampft werden. Dabei wird eine Au-Cr-Schicht von ca. 120 nm aufgedampft. Chrom dient als Haftvermittler zwischen der Platinoberfläche und dem Gold. Letzteres gewährleistet widerstandsarme Zuleitungen. Der folgende „Lift off“-Schritt löst den verbliebenen Lack und trägt dadurch auch überschüssiges Gold ab. Zurück bleiben Pt/Co/Pt Probenstücken mit 36 Goldkontaktstrukturen. Nun folgt die Auftragung des Negativlacks **AR-N-7700.08**¹³. Dieser wird mit Hilfe eines Elektronenmikroskops belichtet, anschließend gehärtet und entwickelt. O₂-Plasma kann nachträglich angewandt werden, um die Lackstrukturen zu verkleinern. Die so gewonnen Lackstrukturen sind in Abb. 4.1a und 4.1b dargestellt.

Im nächsten Schritt werden die Probe und die darauf befindlichen Lacktürme, mit Argonplasma beschossen. Details zur Anlage und dem Verfahren sind in Ref. [67] nachzulesen. Im Gegensatz zum O₂-Plasma greift das Argon sowohl den Lack als auch das Metall an und trägt sukzessive Lack und Metall ab. Das Metall unter dem Lack bleibt unangetastet. Über eine elektrische Kontaktierung wird während des Abtragsprozesses der Filmwiderstand aufgezeichnet. Mit Hilfe des spezifischen Widerstands von Pt, wird der Abtragsprozess überwacht und solange durchgeführt, bis eine Restfilmdicke von 4 nm erreicht ist. Diese Restdicke wird für die späteren Hall-Kreuze benötigt. Die Strukturen nach diesem Prozessschritt sind in Abb. 4.1d gezeigt. Letzte Lackreste werden ggf. durch anschließenden Beschuss mit O₂-Plasma entfernt.

¹⁰Die Herstellung der Schichten geschieht in der Sputterdepositionskammer. Details sind in Ref. [148–150] nachzulesen. Die Probenstücke sind ca. 9 × 9 mm groß.

¹¹<http://www.microresist.de>

¹²<http://www.allresist.de>

¹³<http://www.allresist.de>

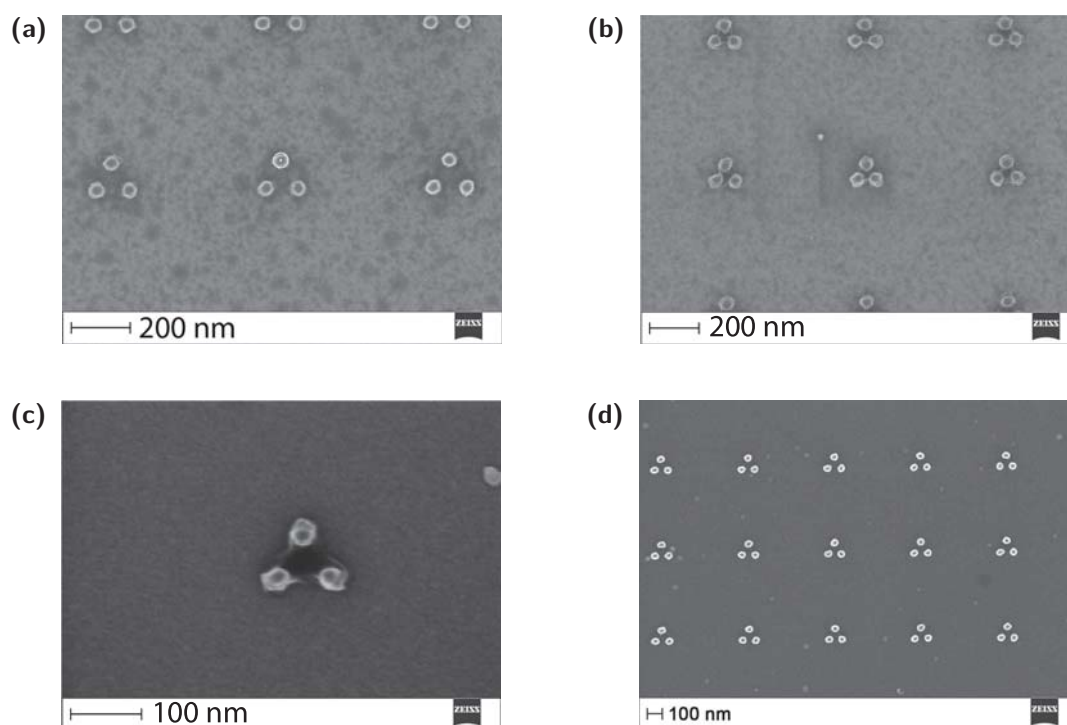


Abb. 4.1: SEM-Aufnahmen der Prozessschritte während der Herstellung der Nanostrukturen in einer frustrierten Geometrie. Die Vergrößerung variiert von Bild zu Bild. (a) zeigt Lackstrukturen mit einem Abstand ihrer Mittelpunkte von ca. 114 nm (Sollabstand 116 nm) nach dem Entwickeln. (b) zeigt Lackstrukturen mit einem Abstand von ca. 83 nm (Sollabstand 92 nm). Zwischen den Tripelstrukturen und innerhalb dieser sind Lackreste zu erkennen. Die Durchmesser der Nanopunkte beider Lackstrukturen betragen zwischen 50 nm und 56 nm. (c) zeigt Lackstrukturen nach 30 s Sauerstoffplasma. Der Strukturdurchmesser ist auf 40 nm geschrumpft. Lackreste zwischen den Strukturen und innerhalb der Tripelstrukturen mit größerem Abstand sind verschwunden. Innerhalb der Tripelstruktur mit kleinem Abstand sind noch Lackreste erkennbar. Diese sind nach dem letzten Prozessschritt, dem Argonsputtern, nicht mehr zu beobachten. (d) zeigt fertige Pt/Co/Pt-Nanostrukturen. Lackreste sind verschwunden und die Strukturen liefern daher ein stärkeres Signal im SEM aufgrund einer erhöhten Sekundärelektronenausbeute.

Phase II - Strukturierung der Hall-Kreuze

Die Proben mit den fertigen Nanostrukturen werden erneut mit **AR-7700.08** beschichtet. Alle Prozessschritte werden wiederholt. Bei der Belichtung im SEM werden gezielt Hall-Kreuze über die Strukturen gelegt. Im Kreuzungspunkt der Hall-Struktur liegen im Idealfall genau drei Nanopunkte. Anschließend werden die Proben samt Lackkreuze wiederum einem Argonplasma ausgesetzt. Der Prozess wird solange gefahren, bis der elektrische Widerstand des Films hochohmig wird. Lackreste werden mittels O_2 -Plasma entfernt. Drei Nanostrukturen samt Hall-Kreuz sind in Abb. 4.2d zu sehen.

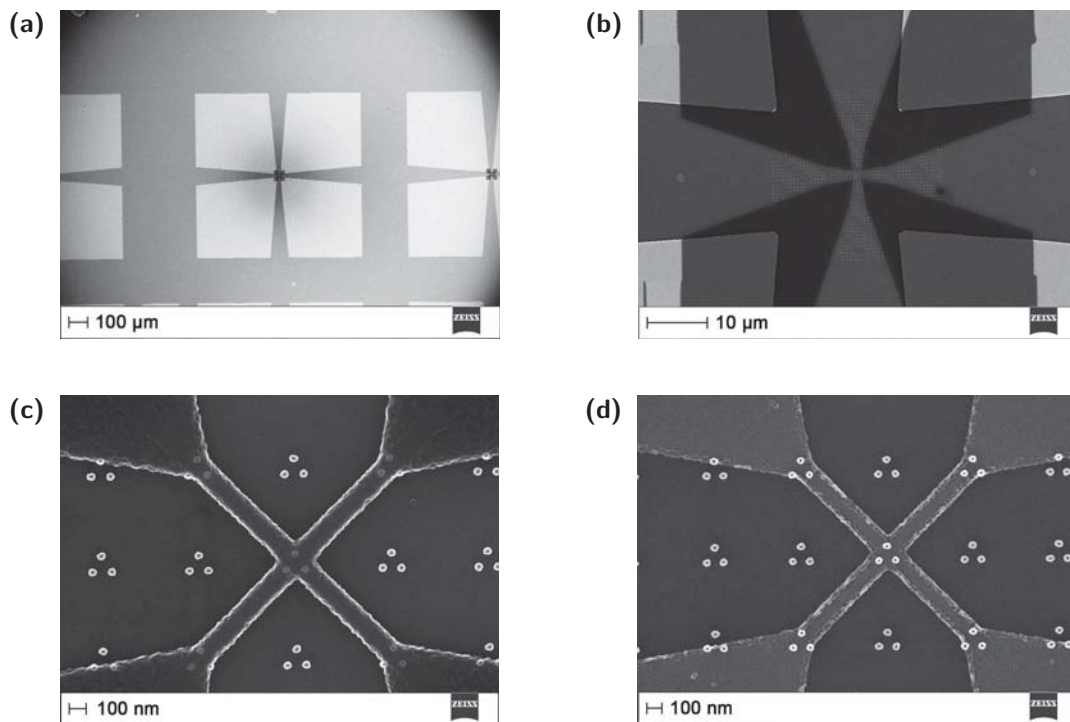


Abb. 4.2: SEM-Aufnahmen der Prozessschritte während der Herstellung der Hall-Kreuze. (a) zeigt bei kleiner Vergrößerung die Goldkontaktstrukturen auf der Probenoberfläche. (b) Zoomt man in das Zentrum einer Kontaktstruktur erkennt man die Lackmaske, die für die späteren Zuleitungen benötigt wird. In Abb. (c) wird noch weiter hineingezoomt. Das Hall-Kreuz besitzt in seinem Schnittpunkt drei Nanostrukturen. Die Leiterbahnen des Hall-Kreuzes haben eine Breite von 140 nm. Nach dem Argonsputtern und dem Entfernen überschüssiger Lackreste mittels O_2 -Plasma ist in Abb. (d) ein fertiges Hall-Kreuz mit drei Pt/Co/Pt-Nanostrukturen gezeigt. Das Hall-Kreuz selbst besteht nach dem Abtragsprozess aus 4 nm Platin.

Weiterentwicklung und Ausblick

Abschließend lässt sich festhalten, dass aufbauend auf den früheren Arbeiten dieser Gruppe [67, 167] ein System mit drei Nanostrukturen gezielt auf ein Hall-Kreuz gebracht werden konnte. Zusätzlich kann die Anordnung der Strukturen beliebig gewählt werden. Bei bisherigen Techniken [65, 66, 171] ist dies nicht möglich gewesen, da als Schattenmaske selbstorganisierende Diblock Copolymer Micellen verwendet worden sind. Durch spezielle Marker und einer Ausrichtungsprozedur können die Strukturen sehr präzise positioniert werden. Der Herstellungsprozess kann in Zukunft mit Hilfe einer neuen Strahlableinheit verbessert werden. Der Schreibprozess ist optimiert und Belichtungszeiten können verkürzt werden. Dadurch sind kleinere Strukturen und geringere Abstände zwischen den Strukturen möglich. Auch die Wahl des Lacks bzw. der Lackparameter wie Dicke und Konzentration können eine weitere Verbesserung des Schreibprozesses ermöglichen.

4.2 Experimentaufbau

Für die Charakterisierung der Nanostrukturen wird ein Magnetaufbau mit einem Kühlfinger¹⁴ verwendet. Der detaillierte Aufbau ist in Ref. [67] skizziert. Der Kühlfinger wird extern gesteuert und kann wahlweise mit flüssigem Helium oder Stickstoff betrieben werden. Bei den folgenden Messungen wird stets Stickstoff verwendet. Die Messungen finden üblicher Weise in einem Bereich von 77 K bis 270 K statt, vereinzelt auch höher, wenn die Nanostrukturen thermisch zum Schalten angeregt werden sollen. Der Aufbau gewährleistet eine ausreichend gute Temperaturstabilität von einigen 10 mK. Zusätzlich können mit Hilfe eines wassergekühlten Elektromagneten Felder im Bereich von ± 800 mT am Ort der Probe erzeugt werden. Für die Messung im feldfreien Raum kann der Kryostat entfernt und in einen anderen Aufbau eingesetzt werden. Dieser besitzt in allen drei Raumrichtungen Helmholtz-Spulen, die etwaige Magnetfelder kompensieren können. Luftspulen können hinzu geschaltet werden, erlauben aber nur den Einsatz von Feldern im einstelligen mT-Bereich. Auch hier sei für eine detaillierte Beschreibung auf die Arbeit von Neumann verwiesen [67]. Alternativ kann ein Aufsatz aus Mu-Metall über den Kryostaten gesteckt werden, um ihn und die darin befindliche Probe vor externen Feldern abzuschirmen. Die Komponenten bestehen aus nicht-ferromagnetischen Materialien, bzw. aus nichtmagnetischem Edelstahl. Zur Spannungsmessung wird ein Nanovoltmeter verwendet¹⁵. Der Kryostat wird stets auf ca. $1 \cdot 10^{-6}$ mbar abgepumpt, um ein Einfrieren zu verhindern.

4.3 Vorbetrachtungen

In diesem Abschnitt werden zunächst Zusammenhänge beschrieben, die für ein besseres Verständnis der späteren Auswertung von Nöten sind. Es werden grundlegende Probenparameter und Messprinzipien vorgestellt und u.a. die Anisotropiekonstanten der verwendeten Filmsysteme bestimmt. Zudem werden die Herausforderungen bei der Messung des zeitlich veränderlichen AHE-Signals der Nanostrukturen und die Temperatur- sowie Nullfeldkalibrierung beleuchtet.

4.3.1 Temperaturstabilität

Für spätere Messungen ist eine ausreichend gute Temperaturstabilität unverzichtbar, da die Temperatur beispielsweise exponentiell in die Bestimmung von Frequenz oder Schaltzeiten eingeht (vgl. Gl. 2.24). Um dies zu gewährleisten

¹⁴Es wird der Kryostat ST-400 von Janis Research verwendet. Er beinhaltet einen Temperatursensor und einen Heizwiderstand.

¹⁵Für die Stromeinprägung und die Spannungsmessungen stehen die 6221 Stromquelle sowie ein 2182A Nanovoltmeter von Keithley zur Verfügung

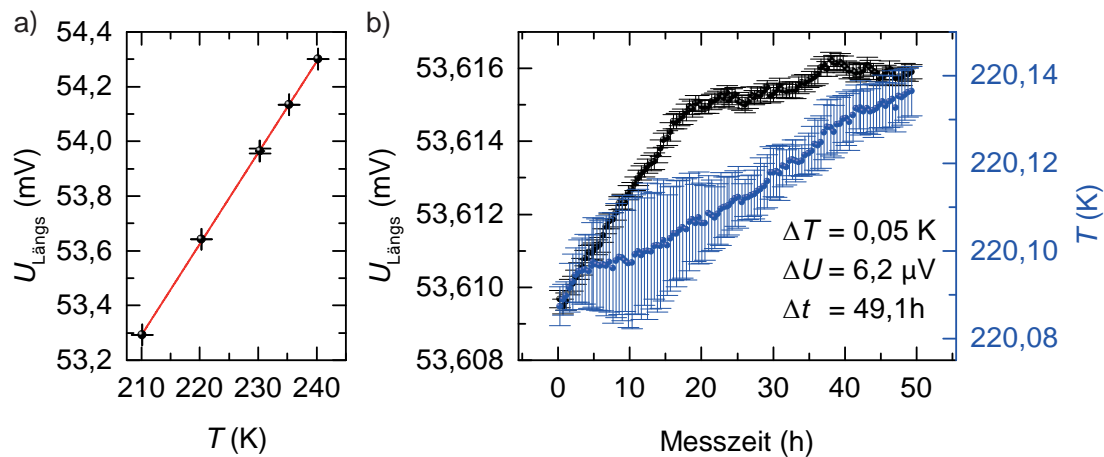


Abb. 4.3: (a) Für die Probe **P1** werden für fünf verschiedene Temperaturen die Längsspannungen aufgezeichnet. Der Zusammenhang zwischen Längsspannung und Temperatur ist linear. Es ergibt sich nach linearer Regression ein Temperaturkoeffizient von $(33,36 \pm 0,16) \mu\text{V}/\text{K}$. (b) Für die Probe **P1** werden fast 50 h lang die Längsspannung und die Temperatur gemessen. Dabei wird der Strom, der durch das Hall-Kreuz fließt, konstant gehalten. Die Steuerelektronik regelt die Temperatur auf ca. 220 K. Es werden keine externen Felder angelegt. Die in schwarz abgebildete Längsspannung ändert sich während der gesamten Messzeit um lediglich $6,2 \mu\text{V}$. Für die in blau dargestellte Temperatur ist eine Änderung von 50 mK zu verzeichnen. Die Temperatur steigt während der gesamten Messung gleichmäßig linear an, während zunächst steiler Anstieg der Längsspannung ab 20 h abflacht.

wird die Temperatur mittels Steuerelektronik¹⁶ eingestellt und konstant gehalten. Flüssiger Stickstoff wird definiert zugeführt, während ein Heizelement gegensteuert. Laut Herstellerspezifikationen ist eine Temperaturstabilität von $\pm 8,8 \text{ mK}$ bis $\pm 11,6 \text{ mK}$ im Temperaturbereich von 77 K bis 300 K möglich. Dies wird im thermisch idealen System durch die Elektronik gewährleistet. Um ein Gefühl dafür zu bekommen, wie es im realen Experiment aussieht, wird für unterschiedliche Temperaturen die Längsspannung der Probe **P1** gemessen und gegen T aufgetragen. Der lineare Zusammenhang ist in Abb. 4.3 zu sehen. Es ergibt sich ein Temperaturkoeffizient von $(33,36 \pm 0,16) \mu\text{V}/\text{K}$. Zusätzlich zu dieser Temperatur-/Spannungskalibrierung wird eine Langzeitmessung an derselben Probe aufgenommen. Der Temperatur- und Spannungsverlauf ist in Abb. 4.3 gezeigt. Es ergibt sich über einen Zeitraum von ca. 50 h Messzeit eine Spannungsdifferenz von $6,2 \mu\text{V}$, während die Temperatur um 50 mK gestiegen ist. Mit Hilfe des zuvor bestimmten Koeffizienten und der Spannungsdifferenz kann ein Temperaturunterschied von 185 mK berechnet werden. Dieser Wert ist etwa dreimal größer als der Wert, der durch die Temperaturregelung angegeben wird. Zudem steigt die Längsspannung linear an, flacht jedoch nach ca. 20 h ab und steigt von nun an deutlich langsamer. Die Temperaturwerte der Messdiode zeigen hingegen einen gleichmäßig linearen Anstieg. Dies kann wie folgt verstanden werden. Stellt man beginnend bei 200 K

¹⁶Steuerung über den LakeShore Temperature Controller Model 331

die Temperatur des Systems auf 220 K ein, so wird das Heizelement aktiviert und führt dem System Wärme zu. Die gewünschte Temperatur wird eingestellt und das Heizelement drosselt die Leistung. Da sich die Probe nicht direkt am Heizelement bzw. an der Messdiode befindet, sondern über einen Kupferblock mit ihnen verbunden ist, liegt ein Temperaturgradient $\Delta T \neq 0$ zwischen Probe und Messdiode vor. Obwohl am Ort der Messdiode bereits die gewünschte Temperatur eingestellt ist, benötigen die restlichen Komponenten Energie und Zeit, um sich thermisch anzugleichen. Dies erklärt den ersten Teil, in dem die Längsspannung einen größeren Anstieg hat. In diesen 20 h steigt die Längsspannung um $5,2 \mu\text{V}$ also um $0,155 \text{ K}$. Nach 20 h haben sich die Temperaturen soweit angeglichen, dass sie gleich schnell steigen. Vernachlässigt man die ersten 20 h Messzeit, in denen die Längsspannung „relativ stark“ steigt und die Messelektronik stärker nachregelt, erhält man lediglich einen Spannungsanstieg von ca. $1 \mu\text{V}$. Dies hätte eine Temperaturänderung von ca. 30 mK zur Folge. Die Sensorik der Steuerelektronik liefert für diesen Messzeitraum mit 29 mK fast denselben Wert. Ab diesem Zeitpunkt gilt $\Delta T_{\text{berechnet}} = \Delta T_{\text{gemessen}}$. Dies legt nahe, dass die Temperaturänderung am Probenort zunächst größer ist und sensitiver auf äußere Temperaturänderungen reagiert. Da sich die Messdiode nicht genau am Ort der Probe befindet sondern dahinter, ist der Längswiderstand der Probe ein besserer Indikator für die Temperatur am Probenort. Äußere Einflüsse wie Sonneneinstrahlung (Tag-Nachtwechsel) oder Klimaanlage können das thermische Gleichgewicht stören und minimale Änderungen in der Temperatur und somit der Längsspannung hervorrufen. Ein kontinuierlich eingestellter Stickstoffzufluss ist ebenfalls entscheidend. Zuviel flüssiger Stickstoff kann nur unter großer Heißeistung kompensiert werden. Zuwenig Stickstoff hingegen würde Phasen ohne Heizung bedeuten, um Temperaturen unterhalb der Raumtemperatur gewährleisten zu können. Die Regeltechnik würde über- bzw. untersteuern. Ein Stickstoffzufluss bei dem in etwa so viel Stickstoff verdampft wie nachfließt, ist ideal und Voraussetzung dafür, dass die Regeltechnik mit minimalen Temperaturschwankungen die gewünschte Temperatur einstellen und halten kann. Um eine Vorstellung der Auswirkungen dieser Längsspannungs- bzw. Temperaturunterschiede zu bekommen, wird ein System mit einer Blockingtemperatur T_B von 200 K angenommen. Wenn man sich demnach mit 250 K im superparamagnetischen Regime bewegen würde, hätte nach Gleichung 2.24 eine Temperaturerhöhung von 1 K ,

$$f_1 = f_0 \cdot \exp \left[-\frac{25k_B T_B}{250k_B} \right] \quad \text{und} \quad f_2 = f_0 \cdot \exp \left[-\frac{25k_B T_B}{251k_B} \right] \quad (4.1)$$

$$\frac{f_1}{f_2} = \exp \left[25T_B \left(\frac{1}{251} - \frac{1}{250} \right) \right] = 0,92 \quad (4.2)$$

eine Frequenzerhöhung von 8% zur Folge. Die 185 mK der Langzeitmessung führen zu einer Erhöhung der Frequenz um lediglich $1,5 \%$. Je nach Höhe der Energiebarriere und wie weit man diesbezüglich von der Blockingtemperatur

entfernt ist, zieht dieselbe Temperaturänderung eine geringfügig unterschiedliche Frequenzänderung nach sich. Dennoch gibt diese Beispielrechnung ein Gefühl dafür, welchen Effekt eine kleine Temperaturänderung verursacht. Zudem wird die Zuverlässigkeit des Aufbaus, bestehend aus Stromquelle, Nanovoltmeter und Kryosystem deutlich. Für alle weiteren Messungen dieser Arbeit ist der erste Abschnitt des Verlaufs der Längsspannung aus Abb. 4.3 maßgebend, da nicht immer ausreichend Zeit vorhanden ist, um das System vollends thermisch relaxieren zu lassen. Die Messung zeigt, dass selbst über lange Zeiträume eine sehr gute Temperaturstabilität gewährleistet ist. Sie liegt in derselben Größenordnung wie die Spezifikationen der Steuerelektronik, wenn alle kritischen Parameter beachtet werden und externe Störfaktoren minimiert werden. Darüber hinaus kann gezeigt werden, dass das verwendete Probensystem ein idealer Indikator für kleinste Temperaturunterschiede im mK-Bereich ist.

4.3.2 Feldkalibrierung und Nullfeldeichung

Für die hier durchgeführten Messungen ist eine genaue Kenntnis der Magnetfeldeigenschaften unabdingbar. Insgesamt werden drei verschiedene Magnetfeldquellen verwendet. Dazu zählen der Magnet mit Eisenkern, welcher Felder bis 950 mT erzeugen kann, ein kleines Luftspulenpaar sowie wassergekühlte Luftspulen. Die Luftspulen bestehen aus nicht ferromagnetischen Materialien. Sie sind speziell für Messungen geeignet, in denen nach Abschalten des Stroms keine Restfelder erwünscht sind. Bei beiden Spulenpaaren handelt es sich um Helmholtz-Spulen. Die Kalibrierung des kleinen Spulenpaares ergibt $(0,704 \pm 0,009)$ mT/A [67]. Bei einer Stromstärke von 2 A erreicht es ein Magnetfeld von 1,4 mT und befindet sich am Limit, da eine weitere Stromerhöhung die Kupferdrähte spürbar erwärmen würde. Trotz des kleinen Feldes eignet sie sich hervorragend, um bspw. Nanostrukturen gezielt zu stören. Die wassergekühlte Luftspule erreicht mit $(0,427 \pm 0,009)$ mT/A ein maximales Feld von 8,5 mT bei einem eingepprägten Strom von 20 A. Die Messung der Feldstärke erfolgt mit Hilfe einer Hall-Sonde¹⁷. Messungen, bei denen die hier verwendeten Nanostrukturen durch das externe Feld umgeschaltet werden sollen, geschehen im Aufbau mit hohem Magnetfeld. Dies ist beispielsweise bei Hysteresen oder beim gezielten Einstellen verschiedener Konfigurationen der Fall. Soll lediglich die Besetzung einer thermisch angeregten Nanostruktur sehr fein beeinflusst werden, kommen die Luftspulen zum Einsatz. Bereits eine Remanenz von 1 mT bis 2 mT kann hier einen deutlich messbaren Effekt bewirken. Besonders bei diesen empfindlichen Messungen ist ein feldfreier Raum von Nöten, um bspw. das magnetische Moment einer Nanostruktur abschätzen zu können. Für einen feldfreien Messbereich steht ein Käfig zur Verfügung, welcher mit jeweils zwei

¹⁷Bei der verwendeten Hall-Sonde handelt es sich um das Modell LPT-130 in Kombination mit dem Teslameter DTM-133. Die Firma Group3 gibt die maximale Auflösung dieser Sonde-Messgerätkombination mit 50 μ T an [172].

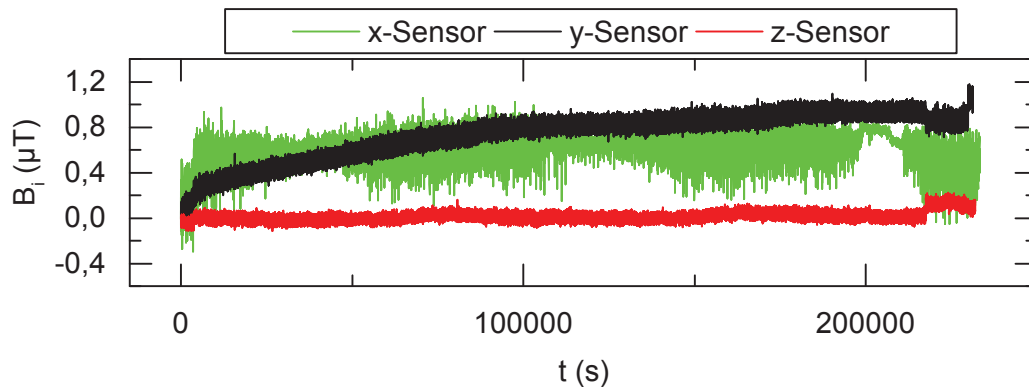


Abb. 4.4: Alle drei Magnetfeldkomponenten werden für einen Zeitraum von mehr als 48 h aufgezeichnet. Die Schwankungen bewegen sich innerhalb weniger μT und verdeutlichen die gute Abschirmung der Probe vor äußeren Einflüssen. Die Messungen finden im Aufbau mit Feldkompensation statt.

Helmholtz-Paaren pro Raumrichtung ausgestattet ist. Auf diese Weise können externe Einflüsse bis auf $\pm 1 \mu\text{T}$ Restfeld¹⁸ eliminiert werden. Für Details zum Aufbau sei erneut auf Referenz [67] verwiesen. Der Aufbau mit dem Magneten mit Eisenkern weist eine Remanenz von wenigen mT auf. Um auch hier eine Probe im feldfreien Raum studieren zu können, wird ein Aufsatz aus Mu-Metall¹⁹ über den Probenhalter gesetzt. Dieser Aufsatz schirmt die Probe vor externen Magnetfeldern ab, indem er den magnetischen Fluss in sich konzentriert und um die Probe herumführt. Die Restfelder innerhalb der Mu-Metallabschirmung konnten ebenfalls mit Hilfe des 3D-Magnetfeldsensors auf wenige μT bestimmt werden. Der zylindrisch geformte Aufsatz ist lediglich zu einer Seite hin geöffnet. Externe Felder die hier eindringen stehen jedoch senkrecht zur Probennormalen und üben somit einen geringen Einfluss auf die Strukturen aus. Des Weiteren sind im Experiment in dieser Komponente stets geringe Felder im μT -Bereich detektiert worden. Das Erdmagnetfeld beträgt ca. $40 \mu\text{T}$ [174] und stellt somit im Vergleich zur Remanenz der Polschuhe des Magneten eine eher untergeordnete Rolle dar. Weitere externe Quellen konnten nicht ausgemacht werden. Die Stabilität des feldfreien Raumes wird mittels 3D-Magnetfeldsensors in einer Messung bestätigt. In Abb. 4.4 sind die Feldwerte aller drei Raumrichtungen für mehr als 48 h aufgezeichnet worden. Alle drei Komponenten bewegen sich innerhalb weniger μT und verdeutlichen die gute Abschirmung der Probe vor äußeren Einflüssen. Neben der Messung der Restfelder kann durch speziell gewählte Experimente das Restfeld abgeschätzt werden. So kann die sehr empfindliche Besetzung eines thermisch angeregten Nanopunktes ausgenutzt werden, um evtl. auftretende Restfelder zu detektieren. Wie in Abschnitt 4.7.1 gezeigt wird, führt die Ausrichtung $\uparrow\downarrow$ der

¹⁸Die Messung dieser kleinen Feldstärken geschieht mit Hilfe eines 3D-Magnetfeldsensors der Firma Stefan Mayer Instruments [173]

¹⁹Bei Mu-Metall handelt es sich um eine weichmagnetische Nickel-Eisen-Legierung (Permalloy).

stabilen Nanostrukturen zu einer Besetzung von 40 : 60 des thermisch aktiven Nanopunktes. Wird eine Ausrichtung von $\downarrow\uparrow$ präpariert so findet sich eine Besetzung von 60 : 40. Das Telegraphenrauschen für beide Konfigurationen wird unter Mu-Metallabschirmung gemessen. Da sich die Besetzung der thermisch aktiven Nanostruktur nahezu exakt umkehrt, können externe Einflüsse oberhalb 0,5 mT ausgeschlossen werden. Die Besetzung der aktiven Nanostruktur ist rein auf die Restfelder der anderen beiden Nanopunkte zurückzuführen.

4.3.3 Bestimmung der Anisotropiekonstanten mittels MOKE

Bei der Bestimmung der Anisotropiekonstanten der verwendeten Filmsysteme, wird der gleiche Experimentaufbau verwendet. Der Kühlfinger wird durch einen entsprechenden Halter ersetzt und ein Laser hinzu geschaltet. Dessen Strahl wird mit Hilfe eines Polarisators linear polarisiert. Trifft dieses linear polarisierte Licht auf eine magnetische Oberfläche, erhält man elliptisch polarisiertes Licht mit einer Elliptizität ϵ_K . Die Hauptachse ist zudem um den Kerr-Winkel θ_K relativ zur Polarisationsachse des einfallenden Strahls verdreht [175]. Der reflektierte Strahl durchläuft zur weiteren Analyse einen Analysator und schlussendlich eine Photodiode. Dieses Verhalten, der sogenannte **Magneto**optische **Kerr-Effekt** (MOKE), wurde 1877 von John Kerr entdeckt [176], als er die Polarisation von Licht auswertete, nachdem es an einer magnetischen Oberfläche reflektiert worden war. Die Ursachen des MOKEs können sowohl makroskopisch, anhand der asymmetrischen Elemente der Nebendiagonalen des Dielektrizitätstensors, als auch mikroskopisch verstanden werden [177]. Mikroskopisch wird bei der Wechselwirkung des elektrischen Feldes mit dem Spin des Elektrons des magnetischen Mediums die Spin-Bahn-Wechselwirkung berücksichtigt [177]. Hulme stellte 1932 diesen Zusammenhang dar [178]. Diese und weitere Ausführungen zum MOKE von Übergangsmetallen sind u.a. in Ref. [179, 180] nachzulesen. Da die Magnetisierung in erster Näherung sowohl zur Elliptizität und als auch zur Kerr-Rotation proportional ist [181], kann die Magnetisierung zum angelegten Feld in Beziehung gebracht werden, wenn man θ_K bzw. ϵ_K misst. Um die Elliptizität messen zu können, muss zusätzlich ein $\lambda/4$ -Plättchen in den Strahlengang integriert werden. Es führt zu einer Phasenverschiebung von $\pi/2$. Für den 1,2 nm dicken Co-Film ist in Abb. 4.5 die longitudinale²⁰ Elliptizität aufgetragen. Das Magnetfeld wird in der Filmebene variiert und lässt die Magnetisierung kohärent rotieren. Dies ist am linearen Verlauf der Kurve zu erkennen. Im Gegensatz dazu ist in (b) das Ummagnetisieren in die leichte Richtung der Probe gezeigt (polare Messgeometrie, Messung der Rotation θ). Die Hysterese ist geöffnet und beschreibt einen Vorgang, bei dem Domänen im Gegenfeld nukleieren und sich durch Domänenwandbewegung

²⁰Man unterscheidet je nach optischer Ebene des einfallenden Strahls und Ausrichtung der Magnetisierung zwischen den drei Kerr-Geometrien, polar, longitudinal und transversal. Eine anschauliche Beschreibung ist wiederum in Ref. [180] zu finden.

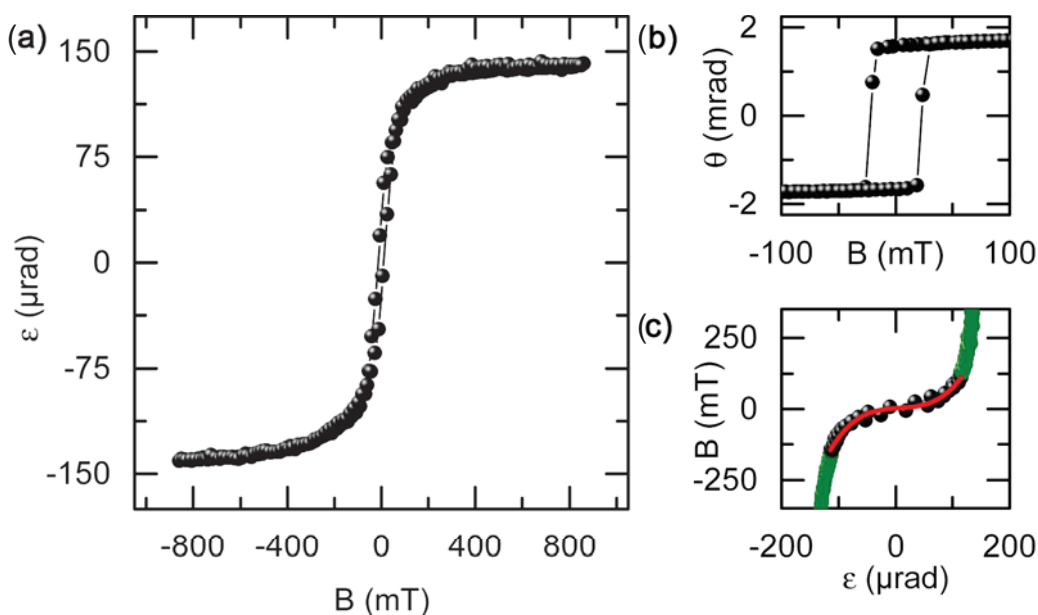


Abb. 4.5: (a) Messung der Elliptizität des 1,2 nm dicken Co-Films in der longitudinalen Kerr-Geometrie. Die Hysterese zeigt für kleine Felder einen linearen Verlauf bis sie jeweils für hohe Felder in die Ebene gezogen wird und sättigt. Die Magnetisierung dreht dabei kohärent. Der Prozess ist reversibel. (b) Messung der polaren Rotation. Das Magnetfeld ist senkrecht zur Filmebene angelegt und führt ab einem Koerzitivfeld von ca. $\pm 25 \text{ mT}$ zu einer Richtungsumkehr der Magnetisierung. (c) entspricht Abb. (a) mit vertauschten Achsen. Die Messdaten werden gemäß Gl. 2.5 angepasst.

schlagartig vergrößern. Bei einem Koerzitivfeld von ca. $\pm 25 \text{ mT}$ kommt es jeweils zum Umschalten der Magnetisierung. Zur Bestimmung der Anisotropiekonstanten erster und zweiter Ordnung wird in diesem Fall die longitudinale Elliptizität herangezogen und die Gleichung 2.5 verwendet. Sie wird an die Messdaten angepasst. Dazu müssen die Achsen vertauscht werden und man ersetzt $m_{\parallel} = \frac{M_{\parallel}}{M_s}$ durch $\frac{\epsilon}{\epsilon_s}$. Der Fit ist in (c) gezeigt. Die grün maskierten Punkte werden im Fit nicht berücksichtigt, da der lineare Zusammenhang zwischen M und ϵ nicht mehr gegeben ist. Man erhält für beide Proben, die in Tabelle 4.1 aufgelisteten Werte für $K_{1,\text{eff}}$ und K_2 . Besonders für den 1,2 nm dicken Co-Film wird deutlich, dass ein Spinreorientierungsübergang (SRT²¹) kurz bevor steht. Für Co/Pt-Schichtsysteme geschieht der SRT, also der Übergang von einem „out of plane“ Film zu einem „easy plane“ Film über eine Verkippung der Magnetisierung. Dies kann u. a. durch eine Variation der Co-Schichtdicke geschehen. Die Formanisotropie gewinnt mit zunehmender Dicke immer mehr die Oberhand gegenüber der Grenzflächenanisotropie, da diese mit $1/d$ abfällt (vgl. Gleichung 2.3). Wird $K_{1,\text{eff}}$ negativ, findet der SRT statt und die Magnetisierung befindet sich in einer verkipperten Phase ($-2K_2 < K_{1,\text{eff}} < 0$) [148]. Ein Verfahren zur Bestimmung des Verkippungswinkel

²¹engl.: spin reorientation transition

Film	d_{Co} (nm)	$K_{1,\text{eff}}$ (kJ/m ³)	K_2 (kJ/m ³)	$K_{1,\text{eff,DOT}}$ (kJ/m ³)
PS_EW05	1,0	$90,4 \pm 1,9$	$70,0 \pm 1,8$	210
PS_EW06	1,2	$13,3 \pm 7,2$	$76,5 \pm 6,6$	151

Tab. 4.1: Anisotropiekonstanten erster und zweiter Ordnung der verwendeten Filmsysteme. Zusätzlich ist jeweils die Anisotropie für eine Nanostruktur mit $r = 25$ nm angegeben. Aufgrund der Strukturierung vom flachen Film zu einem Nanopunkt, verliert die Formanisotropie an Einfluss. Für die Sättigungsmagnetisierung wird $M_s = 1,44 \cdot 10^6$ A/m angenommen [121].

wird u.a. in Ref. [182] beschrieben. Im Gegensatz zu $K_{1,\text{eff}}$ setzt sich K_2 nicht aus mehreren Beiträgen zusammen, sondern besteht hauptsächlich aus einem Volumenanteil und hängt vernachlässigbar von der Schichtdicke ab [134, 183]. Für einen Grenzflächenbeitrag zweiter Ordnung wurde $K_{2,\text{S}} = -0,034$ mJ/m² berechnet [184]. Dieser fällt somit kaum ins Gewicht. Ähnliche Werte für K_2 wie in Tabelle 4.1 beschrieben, werden u.a. in Ref. [148, 185] bestätigt.

Da nun die Anisotropie des Films bekannt ist, kann mit Hilfe von Gleichung 2.7 die Anisotropie einer Nanostruktur bestimmt werden. Für eine Nanostruktur mit $r = 25$ nm ergeben sich die in Tabelle 4.1 angegebenen Werte von 210 kJ/m³ und 151 kJ/m³ für die 1 nm, bzw. 1,2 nm dicke Co-Nanostruktur. Durch die Strukturierung entfernen wir uns vom Bereich verkippter Magnetisierung. Im Anhang in Abb. 6.3 ist der Verlauf von $K_{1,\text{eff}}$ für beide Filmsysteme und verschiedene Strukturdurchmesser dargestellt. Dies sind theoretische Werte. In den Nanostrukturen kann es zum Abbau von Verspannungen kommen, wodurch die Anisotropie reduziert wird [169].

4.3.4 Telegraphenrauschen

Für die weiteren Untersuchungen an den vorgestellten Proben wird u. a. das Sprungverhalten gegen die Zeit aufgetragen. Bei dem sogenannten Telegraphenrauschen wechselt die Magnetisierung der Nanostruktur entlang ihrer leichten Richtung die Orientierung. Dies führt aufgrund der Vorzeichenabhängigkeit des AHEs dazu, dass die gemessene Spannung zwischen zwei Plateaus hin- und herspringt. Entscheidend für diese Betrachtung sind vor allem die Energiebarriere der Struktur, die sich über KV definiert, die thermische Energie $k_B T$ und die Zeeman-Energie μB externer Felder, welche auf den Makrospin des Nanopunktes wirken. Diese drei „Stellgrößen“ beeinflussen die Frequenz und somit die Verweilzeiten im jeweiligen Niveau. Aber auch die Form einer Nanostruktur kann ausschlaggebend sein. Bode et al. zeigen [186], dass für längliche und kompakte Nanostrukturen gleichen Volumens unterschiedliche Schaltraten gefunden werden. Als Erklärung führen sie die auf verschiedenen Wegen passierende Ummagnetisierung im Rahmen des Modells von Braun an [187–189]. Idealerweise befindet sich ein thermisch angeregter Nanopunkt im feldfreien Raum zu gleichen Teilen in beiden Zuständen.

Somit sollte sich nach ausreichend langer Messzeit ein Verhältnis von oberem Niveau „Up“ zu unterem Niveau „Down“ von 1:1 einstellen. Die Variation der Temperatur bewirkt entsprechend Gleichung 2.24 eine Änderung der Schaltrate. Mittels externen Feldes kann ebenfalls die Frequenz, sowie die Besetzung der Niveaus variiert werden. Dazu wird das externe Feld entlang der harten, bzw. entlang der leichten Achse angelegt. Findet sich auch nach ausreichend langer Messzeit ein Verhältnis ungleich 1:1, so ist davon auszugehen, dass es Feldkomponenten parallel zur leichten Achse der Nanostruktur gibt. Diese verschieben das Besetzungsverhältnis künstlich in die Richtung dieser Komponente. Letzteres kann u. a. dazu benutzt werden, um in einem System aus zwei oder drei Strukturen die Summe der Streufelder, die auf einen Nanopunkt wirken, zu bestimmen. Dies wird in Abschnitt 2.9 bzw. 4.5 näher betrachtet.

Im Folgenden wird erläutert, wie die Verweilzeiten aus der Messung extrahiert werden. In Abb. 4.6 ist ein Ausschnitt einer typischen Messung eines thermisch aktiven Nanopunktes zu sehen. Die gesamte Messzeit kann je nach Übergangsfrequenz mehrere Stunden dauern. Maßgebend für die Messdauer ist eine genügend große Anzahl an Übergängen, um eine ausreichende Statistik zu erhalten. Mehr als 1000 gewährleisten dies. Die Messung wird zunächst in k Abschnitte unterteilt, welche jeweils einer Driftkorrektur unterzogen werden. Die Korrektur erfolgt mit Hilfe eines gleitenden Durchschnitts, welcher vor allem „grobe“ Driftbewegungen aus der Messung eliminiert. Die Spannungswerte der korrigierten Messung werden dann in einem Histogramm ausgezählt. Es ergeben sich je nach Anzahl der Niveaus normalverteilte Häufungen, die für das jeweilige Niveau stehen. Anhand dieser Häufungen erfolgt dann die Zuordnung der Spannungswerte. Dabei gilt die Mitte zwischen zwei Häufungen als Grenze für die Zuordnung. Driftkorrektur, Histogramm und zugeordnete Niveaus sind ebenfalls in Abb. 4.6 dargestellt. Die Auswertung erfolgt mit Hilfe eines eigens entwickelten Matlab-Programms. Sind die einzelnen Spannungswerte nun eindeutig einem Niveau zugeordnet, so kann ein Sprungereignisse als Übergang zwischen den Niveaus eindeutig bestimmt werden. Die Zeit zwischen zwei Sprungereignissen gibt dann im Einzelnen die Verweilzeit wieder. Mittelt man über alle Einzelzeiten, kann die mittlere Verweilzeit für jedes Niveau berechnet werden. Da die Verweilzeiten sehr stark vom Mittelwert abweichen, ist die Standardabweichung entsprechend groß und liegt im Bereich der mittleren Verweilzeit. Alternativ können die Verweilzeiten anhand von Formel 4.3 über Histogramme bestimmt werden, nach der die Wahrscheinlichkeit, dass die Magnetisierung nach einer Zeit t nicht umgeklappt ist, durch

$$p(t) = e^{-t/\tau} \quad (4.3)$$

gegeben ist [69, 164, 190]. Dieses Vorgehen ist beispielsweise in Ref. [69, 164, 191] zu finden. Für eine Messung ist dies in Abb. 4.7 aufgeführt. Hier werden alle Zeitintervalle, in denen sich die Struktur in einem Niveau aufhält als Histogramm dargestellt. Der exponentielle Verlauf lässt sich mit Gleichung 4.3 erklären und

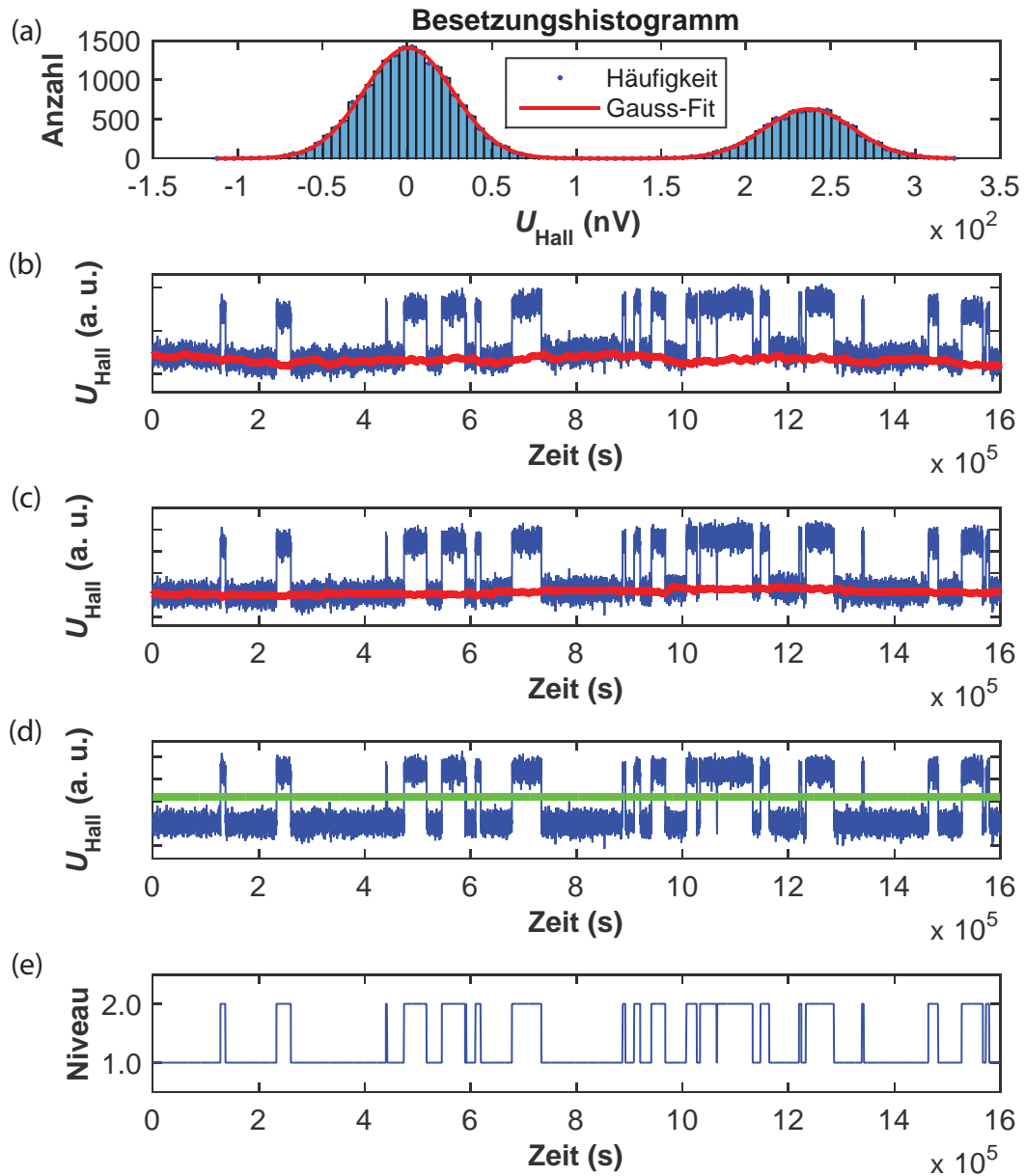


Abb. 4.6: Die Spannung eines thermisch angeregten Nanopunktes wird hier gegen die Zeit gemessen. Es findet sich das typische Telegraphenrauschen. In (a) sind die driftkorrigierten Messwerte als Histogramm aufgetragen. Es zeigen sich deutlich zwei normalverteilte Häufungen, welche den beiden Niveaus der Nanostruktur zugeordnet werden können. Zuvor werden die Spannungswerte mittels gleitendem Durchschnitt in zwei Iterationsschritten (b) und (c) geglättet und so von evtl. auftretendem Drift korrigiert. Der Abstand der beiden Gauss-Peaks aus (a) ergibt das magnetische Signal der Nanostruktur, deren Mitte sorgt in (d) bzw. (e) für eine Zuordnung eines jeden Messwertes in eines der beiden Niveaus. Ein externes Feld sorgt in diesem Beispiel für eine künstliche Verschiebung der Besetzung.

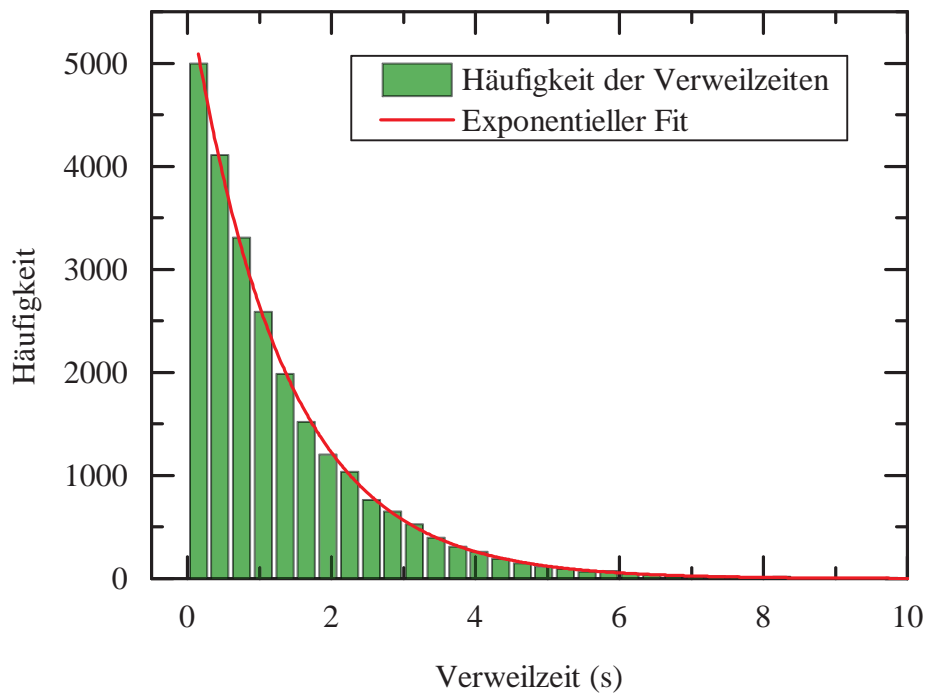


Abb. 4.7: Für eine Nanostruktur sind alle aufgetretenen Verweilzeiten eines Niveaus in einem Histogramm aufgetragen. Die exponentielle Anpassung gemäß Gl. 4.3 liefert eine mittlere Verweilzeit für dieses Niveau von $\bar{\tau} = (1296,8 \pm 9,1)$ ms.

anpassen. Beide Verfahren liefern innerhalb der Fehler die gleichen Verweilzeiten, letzteres jedoch mit realistischer Fehlerangabe. Zusätzlich kann aus dem Telegraphenrauschen ein Spannungsunterschied ΔU zwischen den Niveaus bestimmt werden. Zudem dient die Methode als Indikator für evtl. vorhandene externe Magnetfelder (unterschiedliche Besetzung) oder thermische Instabilitäten (Anstieg oder Abnahme der Sprungfrequenz).

4.3.5 Zuordnung der Signale der Nanostrukturen

Die letzte bedeutsame Vorbetrachtung ist das Verfahren zur Zuordnung der Signale der einzelnen Nanopunkte. Die hier verwendeten Systeme bestehen jeweils aus drei Nanostrukturen, die anhand ihrer Position auf dem Hall-Kreuz je nach Anschluss der Strom- und Spannungskontakte Signale liefern, die eine Zuordnung ermöglichen. Dieses Vorgehen ist notwendig, da anhand des Vergleichs von Signalhöhe und Strukturgröße in den meisten Fällen keine eindeutige Zuordnung möglich ist. Die Strukturen sind gleich groß und weisen üblicherweise ähnliche Spannungssprünge auf. Ein in dieser Gruppe entwickeltes Verfahren, das die AHE-Signale den einzelnen Strukturen zuordnet, ist in [168] beschrieben. Detaillierte Informationen und Simulationen zur Stromverteilung in Hall-Kreuzen und der Zuordnung der Signale einzelner Nanopunkte finden sich in der Diplomarbeit von C. Thönnißen

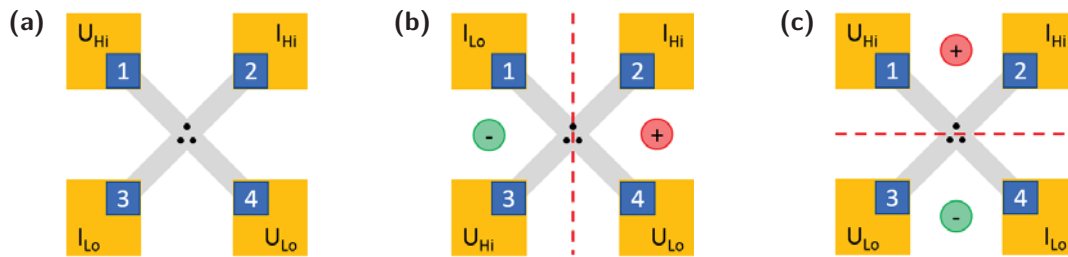


Abb. 4.8: In dieser Abbildung werden schematisch verschiedene Kontaktierungen des Nanovoltmeters (U_{Hi} , U_{Lo}) bzw. der Stromquelle (I_{Hi} , I_{Lo}) dargestellt. Je nach Kontaktierung der Geräte und Lage der Strukturen auf dem Hall-Kreuz, liefern die Nanopunkte verschieden Vorzeichen in der Spannung während des Felddurchlaufs. Die unterschiedlichen Polaritäten sind farblich gekennzeichnet. Neben Stromfluss und Spannungsmessung ist auch die Feldrichtung von Bedeutung, um das Signal der Struktur nachvollziehen zu können. Entsprechend der Lorentzkraft werden die Ladungsträger aufgrund von OHE und AHE zur Kathode bzw. zur Anode abgelenkt. Wenn man von einem positiven Signal der Strukturen in der Standardkontaktierung (a) ausgeht, liefern die Strukturen für die erste Eckmessung (b) ein negatives (links) bzw. ein positives (rechts) Signal. Für die zweite Permutation der Kontaktierung (c) liefern sie positiv (oben) bzw. negativ (unten).

[167], sowie in der Doktorarbeit von A. Neumann [67]. Daher wird diese Technik hier nur kurz skizziert und für das tiefere Verständnis auf die beiden Quellen verwiesen. Die Erkenntnisse sind zudem in Ref. [168] veröffentlicht. Zunächst wird in der normalen Hall-Geometrie eine Hysterese des Systems aufgenommen. Die Richtung des elektrischen Feldes aufgrund des Hall-Effektes ist durch das Kreuzprodukt von Strom- und Feldrichtung gegeben. Für die hier verwendeten Pt/Co/Pt-Schichtsystemen verhalten sich AHE und OHE aufgrund der unterschiedlichen Vorzeichen ihrer Konstanten genau entgegengesetzt. Ein Wechsel der Magnetisierung, sobald eine Nanostruktur umschaltet, hat dementsprechend ein positives bzw. negatives Spannungssignal zur Folge. Hierbei ist auf die Kontaktierung von Stromquelle und Spannungsmessgerät zu achten. Werden jetzt wie in Abb. 4.8 die Kontakte vertauscht, liefern die Nanostrukturen je nach Position auf dem Hall-Kreuz nun ein positives bzw. negatives Signal in der Hysterese. Die Polaritäten sind im Einzelnen den Abb. 4.8b und 4.8c zu entnehmen. Liegen sie exakt auf der eingezeichneten Trennlinie ist ihr Signal null [167]. Die Signalvariation in der Kreuzmitte ist verhältnismäßig klein [168, 192–194], sodass keine ausreichend genauen Aussagen anhand der Signalhöhen möglich sind. Zunächst wird in der normalen Messgeometrie, mit einem Stromfluss von Kontakt 2 zu Kontakt 3 (vgl. Abb. 4.8a), eine Hysterese aufgenommen. Diese wird dann mit den Hysteresen, welche aus den anderen beiden Kontaktierungen gewonnen werden, verglichen. Anhand der Abb. 4.8b und 4.8c können Schlussfolgerungen gezogen werden, welches Sprungsignal zu welcher Nanostruktur auf dem Hall-Kreuz gehört. Neumann diskutiert weitere Konfigurationen sowie verschiedene Hall-Geometrien [67]. Diese sind im Rahmen dieser Arbeit nicht von Nöten. Optimierungen zur

Hall-Kreuzgeometrie sind u. a. in Quelle [195] zu finden.

4.4 Winkelverteilung des Schaltfeldes - Stoner-Wohlfarth-Astroide

Der Ummagnetisierungsprozess bzw. das Schaltverhalten sind wichtige Aspekte, anhand derer man bei der Untersuchung von Nanostrukturen feststellen kann, ob sie sich wie Stoner-Wohlfarth-Teilchen verhalten. Zudem ist das Schaltfeld und insbesondere deren Verteilung, auf die in Abs. 4.7.2 genauer eingegangen wird, für die Festplattenindustrie von Interesse. Das Schaltfeld einer Struktur ist nach Stoner und Wohlfarth von dessen Anisotropie und dem Winkel sowie der Stärke des externen Feldes abhängig. Es geht von einer kohärenten Rotation der Magnetisierung aus. Da dieses einfache Modell im Experiment oft nicht eins zu eins gefunden wird, gibt es verschiedene Erweiterungen. So betrachten Chang et al. zusätzlich die zweite Ordnung der Anisotropie [196]. Kondorsky findet hingegen eine $1/\cos(\phi)$ -Abhängigkeit [197] und geht von einem Ummagnetisierungsprozess aus, der durch die Bewegung und das Pinnen von Domänenwänden geprägt ist. Diese Form der Winkelabhängigkeit findet man oft in ferromagnetischen dünnen Filmen oder Nanostrukturen, die einen kritischen Durchmesser überschreiten [198–202]. Auch Mischformen beider Modelle werden gefunden [203]. Mikromagnetische Simulationen zum winkelabhängigen Ummagnetisierungsprozess finden sich z. B. in Ref. [204]. Neben dem Winkel hängt das Schaltfeld u. a. von der Größe der Partikel [202], der Temperatur [76, 90, 102, 107] oder weichmagnetischen Rändern bzw. Defekten ab [205–208]. Im Folgenden werden die Ergebnisse der Schaltfelduntersuchung dargestellt und anschließend diskutiert. Simulationen, analytische und numerische Betrachtungen versuchen das Verständnis der experimentellen Ergebnisse zu vertiefen. Die vollständige Schaltfeldinformation wird schlussendlich durch die Schaltfeldastroide gegeben. Es wird ein Stoner-Wohlfarth ähnliches Verhalten beobachtet. Abweichungen werden u. a. auf eine Verkipfung der Magnetisierungsachse zurückgeführt.

4.4.1 Ergebnisse der Schaltfelduntersuchung

Für die Bestimmung der Schaltfelder wird Probe **P1** in den Kühlfinger eingebaut und in der Standardorientierung präpariert. Für verschiedene Auslenkungen des Magneten im Intervall von -120° bis 105° werden für jede Winkeleinstellung Hysteresen gefahren. Dabei werden pro Winkel mehrere Hysteresen aufgenommen und die Schaltfelder der drei Nanostrukturen bestimmt und jeweils gemittelt. Sie sind in Abb. 4.9 gegen den entsprechenden Winkel aufgetragen. Die Zuordnung der Sprungfelder erfolgt über die Signalhöhe, welche sich mit dem Winkel nur marginal ändert. Da alle drei Nanostrukturen unterschiedliche Spannungssprünge aufweisen,

4.4 Winkelverteilung des Schaltfeldes - Stoner-Wohlfarth-Astroide

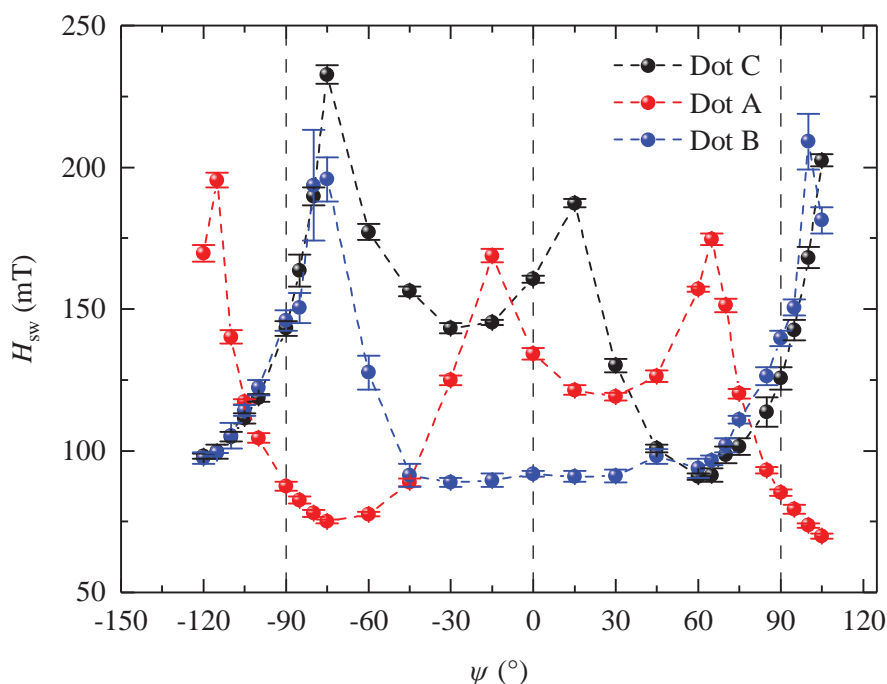


Abb. 4.9: Die Winkelabhängigkeit der Schaltfelder ist für die drei Nanopunkte der Probe **P1** dargestellt. Bezüglich der in z -Richtung stehenden Probennormalen, wird ein externes Magnetfeld in der yz -Ebene für verschiedene Winkel ψ angelegt. Dabei entspricht eine Ausrichtung von 0° einem zur Probennormalen parallel angelegten Feld. Für jede Ausrichtung werden jeweils mehrere Hysteresen gefahren, anhand derer gemittelte Schaltfelder bestimmt werden können. Diese sind hier dargestellt. Auffällig ist, dass keiner der drei Nanopunkte ein ideales Stoner-Wohlfarth-Verhalten (vergl. Abb. 2.4b) zeigt. So befinden sich die Maxima weder für die leichte (0°) noch für die harte ($\pm 90^\circ$) Richtung an den vorhergesagten Punkten. Sie sind um bis zu 15° verschoben. Der Abstand der äußeren Maxima beträgt zwar ca. 180° zu einander, ihr Abstand zum inneren Maxima ist jedoch $\neq 90^\circ$. Nanopunkt **B** zeigt keine Schaltfelderhöhung in der leichten Achse. Des Weiteren befinden sich Maxima und Minima auf unterschiedlichen Niveaus. So erscheint die Schaltfeldverteilung des Nanopunktes **C** gegenüber dem idealen Stoner-Wohlfarth-Modell nach rechts verschoben und nach rechts unten verzerrt.

ist die Zuordnung eindeutig²². Die Sprunghöhen aller drei Nanopunkte sind in Abbildung 4.10 dargestellt. Es werden nur die Sprunghöhen des Hinweges der Hysterese ausgewertet. Das Umklappen der Sprunghöhen von negativen zu positiven Werten signalisiert dabei ein Überschreiten der harten Achse des Nanopunktes und spiegelt sich in den Maxima der winkelabhängigen Sprungfelder in Abb. 4.9 wieder. Die gegen den Winkel aufgetragenen Schaltfelder erinnern zwar an den im Stoner-Wohlfarth-Modell vorhergesagten Verlauf, weichen jedoch in mehreren

²²Die nominell identischen Nanostrukturen weisen aufgrund der Strukturierung und lokal variierender Filmeigenschaften unterschiedliche Koerzitivfelder auf. Ihre Signalhöhe hängt zudem von ihrer Position auf dem Hall-Kreuz ab. Dieser Umstand erleichtert im Experiment eine Identifizierung. Er ist jedoch kein Regelfall, da oft innerhalb der Messauflösung Signalhöhen unterschiedlicher Nanopunkte gleich groß sind.

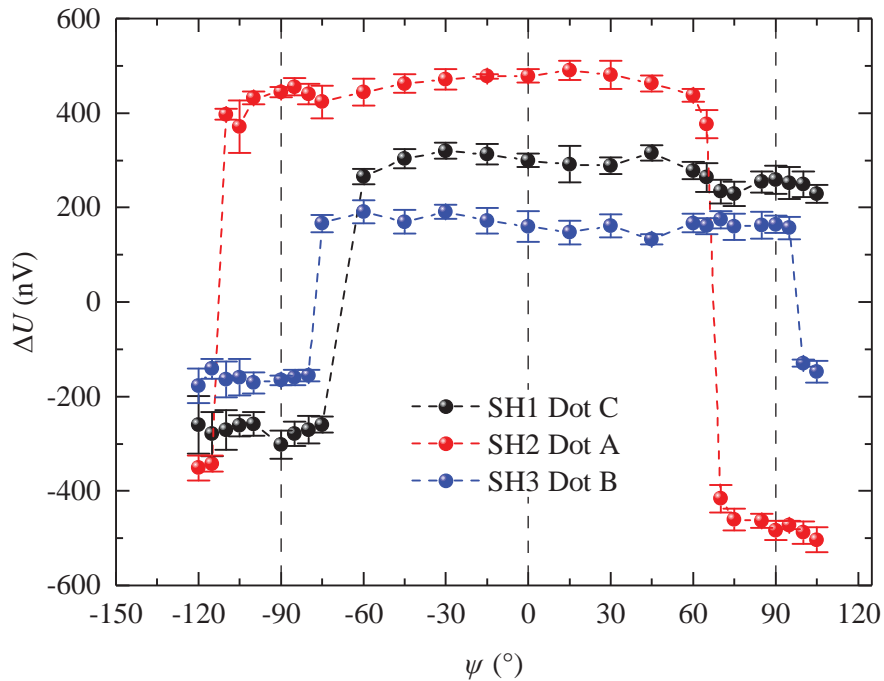


Abb. 4.10: Die Sprunghöhen der drei Nanopunkte der Probe **P1** sind dargestellt. Es werden die Sprunghöhen des Hinweges der Hysterese zur Auswertung herangezogen und gegen den jeweils angelegten Winkel ψ des externen Feldes aufgetragen. Diese Probe bietet sich für diese Untersuchung an, da sich die Sprunghöhen der drei Nanostrukturen unterscheiden. Jede Struktur weist zudem einen anderen charakteristischen Winkel auf, an welchem die harte Achse überschritten ist. Dieser Punkt wird durch eine Umkehr des Spannungssignals deutlich.

Punkten von diesem ab. Dabei sind die Sprungfelder von Hin- und Rückweg jeder Hysterese symmetrisch bezogen auf die Feldachse. Die Achsensymmetrie ist in Abb. 4.11 sehr gut für Struktur **C** zu erkennen. Auffällig sind vor allem die verschobenen Maxima, welche im idealen Modell für die leichte bzw. für die harte Richtung bei 0° bzw. $\pm 90^\circ$ liegen sollten. Auch die Höhen der Maxima sind, anders als in der Theorie, unterschiedlich. So liegen bspw. die Maxima des Nanopunktes **C** alle auf unterschiedlichen Sprungfeldniveaus. Mit einem Sprungfeld von 232,6 mT des linken äußeren Maxima und dem SF von 168 mT des zentralen Maxima ergibt sich ein Unterschied von 63,8 mT und somit eine Erhöhung um ca. 37,8%. Im Stoner-Wohlfarth-Modell hingegen, finden sich sowohl in der leichten wie auch in der harten Richtung Sprungfelder gleicher Höhe wieder, da in beiden Fällen das Anisotropiefeld $H_K = \frac{2K}{\mu_0 M_S}$ überwunden werden muss. Aufgrund der unterschiedlichen Höhe der Minima weichen sie ebenfalls vom theoretisch vorhergesagten Sachverhalt ab. Des Weiteren ist anzumerken, dass der Abstand zwischen den beiden äußeren Maxima zwar ca. 180° zu einander beträgt, die Abstände zum inneren Maxima jedoch unterschiedlich sind. Im Idealfall beträgt dieser jeweils 90° . Dieses Verhalten wird auch für Einzelstrukturen beschrieben [67], denen das gleiche Schichtsystem wie jenes der drei Nanostrukturen zu Grunde liegt,

4.4 Winkelverteilung des Schaltfeldes - Stoner-Wohlfarth-Astroide

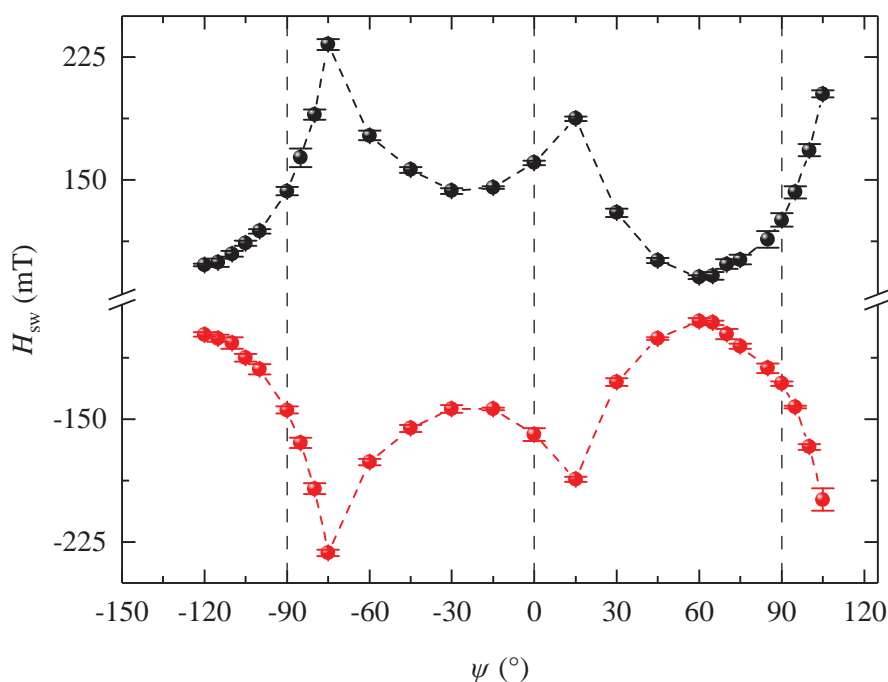


Abb. 4.11: Die Sprungfelder der Nanostruktur **C** der Probe **P1** sind für die Hinrichtung der Hysterese (schwarz) den Rückweg (rot) gezeigt. Der Verlauf ist symmetrisch. Die Schaltfelder werden für mehrere Hysteresen gemittelt und die Standardabweichung wird als Fehler angegeben. Vielmehr ist der Fehler jedoch als eine Varianz zu verstehen, da das Schaltfeld aufgrund thermischer Einflüsse eine Verteilung besitzt.

und ist somit nicht auf eine Wechselwirkung zurückzuführen²³. Neumann fasst in seiner Arbeit mögliche Erklärungsversuche wie Randschädigungen [205], [209], Nukleation über Domänen sowie Anisotropien höherer Ordnungen zusammen. Lee et al. [210] beleuchten ebenfalls mehrere Aspekte, die die Schaltfeldverteilung beeinflussen. Zusätzlich beleuchtet Neumann [67] einen weiteren Aspekt, der ein Abweichen vom Stoner-Wohlfarth-Modell erklären kann. Dabei geht Neumann von einer verkippten Messebene bezüglich der leichten Achse des Partikels aus. Das Schaltverhalten des Partikels soll dabei durch die klassische Stoner-Wohlfarth-Astroide beschrieben werden. Der Schnitt der verkippten Messebene durch die Astroide ergibt die Winkelverteilung des Schaltfeldes. Dabei bleiben die Maxima der harten Richtung unverändert, während das Maximum der leichten Richtung reduziert wird und bei einer Verkipfung von 45° verschwindet. Dieses Verhalten beschreibt den in blau dargestellten Verlauf des Nanopunktes **B** in Abb. 4.9. Es kann also, wenn diese Erklärung zutrifft, gefolgert werden, dass die Messebene und die leichte Achse des Stoner-Wohlfarth-Teilchens ca. 45° gegeneinander verkippt sind. Diese Erklärung wirft jedoch einige Fragen auf. Liegt ein Stoner-Wohlfarth-

²³Das übergeordnete Verhalten in der Schaltfeldverteilung aller drei Strukturen ist dem der Einzelstruktur sehr ähnlich. Im Detail können Einflüsse durch etwaige Wechselwirkungen untereinander die Schaltfeldverteilung sehr wohl beeinflussen.

Partikel vor? Wenn ja, wie lassen sich die starke Verkippung von 45° erklären, obwohl der ursprüngliche Film und die Nanopunkte daher erst recht eine senkrechte Ausrichtung der Magnetisierung bevorzugen (vgl. Abschnitt 4.3.3, sowie Abb. 6.3)? Reicht die von Winkler [150] gefundene Verkippung der Kobaltkörner von lediglich 6° als mögliche Erklärung aus? Wie können die unterschiedlich hohen und verschobenen Maxima für die Nanopunkte **A** und **C** verstanden werden?

4.4.2 Verkippte Kristallachse

Wernsdorfer et al. [190] liefern zum ersten Mal quantitative Informationen als Resultat ihrer Messungen an einzelnen ferromagnetischen Partikeln (15 – 30 nm). Sie untersuchen u.a. winkelabhängig das Schaltfeld mit Hilfe eines Mikro-SQUIDS, dessen Funktionsweise und Herstellung in Ref. [165, 211] zu finden sind. Zudem zeigen sie, dass der magnetische Ummagnetisierungsprozess über die thermisch aktivierte Überwindung eines Potentials im Sinne von Néel und Brown beschrieben werden könne [74, 76]. Für BaFeCoTiO-Partikel finden sie unterhalb von 0,4 K starke Abweichungen von diesem Modell und erklären das Verhalten mit Hilfe der Theorie des makroskopischen Quantentunnels [103]. Das winkelabhängige Schaltfeld der untersuchten Partikel zeigt ein Stoner-Wohlfarth ähnliches Verhalten. Für Co-Partikel beispielsweise weichen die gefundenen leichten Achsen der Strukturen jedoch um ca. 20° vom erwarteten Wert ab [190]. Als ersten Erklärungsversuch verweisen sie auf Quellen [212, 213], in denen vor allem die uniaxiale Anisotropie unter Berücksichtigung ihrer zweiten Ordnung sowie kubische Beiträge eine Abweichung vom Stoner-Wohlfarth-Modell hervorrufen könnten. Mit Hilfe des Mikro-SQUIDS sind weitere Nanostrukturen wie Partikel und Drähte vermessen worden [214–217]. Ihnen ist gemein, dass sie mit Hilfe des idealen Stoner-Wohlfarth-Modells nicht exakt beschrieben werden können. Daher wird dieses Modell angepasst. Mit Hilfe eines von Slonczewski 1965 [218] eingeführten geometrischen Verfahrens, kann das Schaltfeld eines Stoner-Wohlfarth-Partikels in zwei Dimensionen bestimmt werden. Thiaville erweitert diesen geometrischen Ansatz für weitere Anisotropien und formuliert ihn schließlich für beliebige Anisotropien in drei Dimensionen [219, 220]. Somit ist es nun möglich durch Symmetrieüberlegungen und Strukturuntersuchung des jeweiligen Systems die Anisotropie (Formanisotropie, Grenzflächenanisotropie, magnetokristalline Anisotropie, etc.) zu bestimmen und das Schaltfeldverhalten nachzubilden. Anders interpretiert, kann die das winkelabhängige Schaltfeld Information über die Anisotropie des jeweiligen Systems liefern. Thiaville gibt mit BaFeCo-Nanopunkten [103, 221]²⁴ und Co-Nanopunkten [190] zwei Beispiele an, an Hand derer, auf Grundlage der Winkelverteilung des Schaltfeldes, auf die Anisotropie des Systems geschlossen werden kann. Zunächst argumentiert er, dass die Formanisotropie von Nanostrukturen, deren Form von der einer Kugel abweicht,

²⁴Hierbei ist zu erwähnen, dass es Bonet et al. 1999 erstmals mit Hilfe der SQUID-Technik gelingt, das Schaltfeldverhalten in allen drei Dimensionen zu vermessen [221].

4.4 Winkelverteilung des Schaltfeldes - Stoner-Wohlfarth-Astroide

biaxial zweiter Ordnung sei [220] und deren Winkelabhängigkeit G sich mit Hilfe der Richtungskosinusse m_x und m_y darstellen ließe als:

$$G = m_x^2 + Am_y^2, \quad \text{mit } 0 < A < 1 \quad (4.4)$$

Die experimentell gefundenen Daten lassen sich jedoch nicht allein mit diesem Zusammenhang erklären. Zur Beschreibung werden höhere Terme hinzugezogen. Für die BaFeCo-Partikel werden aufgrund ihrer hexagonalen Symmetrie entsprechend Terme höherer Ordnung hinzugefügt [220, 221]. Des Weiteren testet Thiaville auf Grundlage von Ref. [222, 223], die für Co-Nanostrukturen eine fcc-Struktur finden, einen kubischen Beitrag der Form $m_x^2 m_y^2 + m_y^2 m_z^2 + m_x^2 m_z^2$ [220]. Für Co-Cluster finden Jamet et al. ebenfalls eine fcc-Struktur [224]. Mit Bezug auf Thiavilles Verfahren [220] passen sie die dreidimensionalen Schaltfeldastroide ihrer Co-Cluster mit einer Kombination aus biaxialer und kubischer Anisotropie an [225–227]. Sie vertiefen diese Untersuchung zusätzlich für bcc-Fe-Cluster [228]. Die Co-Cluster können jedoch ebenfalls eine hcp-Struktur aufweisen [229, 230]. Hier gelingt die Anpassung erneut über zusätzliche uniaxiale Terme höherer Ordnung.

Die gefundene Winkelverteilung des Schaltfeldes in Abb. 4.9 legt ebenfalls nahe, dass es sich bei den in dieser Arbeit verwendeten Nanopunkten zwar um Partikel im Sinne Stoner-Wohlfarths handelt, diese jedoch ebenfalls nicht exakt mit diesem Modell beschrieben werden können. In unserer Gruppe ist unlängst das winkelabhängige Schaltfeld einer einzelnen Nanostruktur für alle drei Raumrichtungen von den Kollegen S. Freercks und C. Thönnißen vermessen worden. Die Nanostruktur gleicht in seiner Herstellung den in dieser Arbeit verwendeten Strukturen. Die Vermessung des Sprungfeldes in allen drei Raumrichtungen erfolgt mit Hilfe eines Vektormagneten. Die gefundene Schaltfeld-Astroide ist gegenüber der Stoner-Wohlfarth-Astroide verzerrt und weist in der harten Ebene eine ovale Form auf. Dies spricht für ein anisotropes Verhalten der Magnetisierung in der Ebene. Für die von uns verwendeten Filmsysteme wird eine uniaxiale Anisotropie bis zur zweiten Ordnung angenommen, wobei K_2 innerhalb des Fehlers keine Abhängigkeit der Schichtdicke zeigt [148, 231]. Zudem besitzen die Filmsysteme eine senkrechte Textur und auf SiO₂ eine mittlere Verkippung der Kristallite von $\bar{\alpha}_{\text{Pt}} \leq 10^\circ$ [134, 232]²⁵. Beim Übergang vom unendlich ausgedehnten Film zur Nanostruktur ist davon auszugehen, dass die Achsen der einzelnen Kristallite stärker ins Gewicht fallen. Sie mitteln sich nicht zwangsläufig weg. Somit kann der Nanopunkt eine Nettoachse besitzen, welche nicht mit der Filmnormalen übereinstimmt. Mit diesem Ansatz wird im Folgenden versucht die Abweichung vom Stoner-Wohlfarth-Modell zu erklären. Dabei ist zu beachten, dass vor allem die Grenzflächenanisotropie, die Volumenanisotropie erster Ordnung sowie die Formanisotropie zur Beschreibung herangezogen werden. Trotz verkippeter Kristallite bleibt die übergeordnete Form der Struktur ein flacher Zylinder. Die

²⁵Diese Angabe gilt für Pt. Für Co gilt $\bar{\alpha}_{\text{Co}} \leq 6^\circ$. Dieser Wert ist aber nur für $t_{\text{Co}} \geq 15$ nm bestimmt worden [150].

Formanisotropie ändert sich daher nicht. Das Koordinatensystem der uniaxialen Anisotropie hingegen, welche durch die Nettoachse der Kristallite bestimmt wird, ist gegenüber dem der Formanisotropie verdreht bzw. verkippt. Befinden wir uns in einem rechtwinkligen Koordinatensystem, so kann mit der Definition der Richtungskosinusse $(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3) = (\sin(\theta) \cos(\phi), \sin(\theta) \sin(\phi), \cos(\theta))$ jede Richtung der Magnetisierung bezüglich der Koordinatenachsen abgebildet werden. Der Polarwinkel $\theta \in [0, 180^\circ]$ beschreibt dabei den Winkel zwischen z -Achse und Magnetisierung. Der Azimutwinkel $\phi \in [0, 360^\circ]$ beschreibt die Drehung gegen den Uhrzeigersinn um die z -Achse. Er gibt den Winkel zwischen x -Achse und der Projektion von \mathbf{M} in der xy -Ebene an. Nach Akulov [233, 234] kann die Gibbs'sche freie Energiedichte der Kristallanisotropie mit Hilfe der Richtungskosinussen in einer Potenzreihe entwickelt werden. Dies führt zu der in der Literatur bekannten Schreibweise der uniaxialen Anisotropie [41, 44, 235]

$$E/V = K_0 + K_1 \underbrace{(\alpha_1 + \alpha_2)^2}_{1 - \alpha_3^2 = \sin^2(\theta)} + K_2 \underbrace{(\alpha_1 + \alpha_2)^4}_{\sin^4(\theta)} + \dots \quad (4.5)$$

Nimmt man nun für den verkippten Fall ein neues ebenfalls verkipptes Koordinatensystem an, so lässt sich über die Definition der Kugelkoordinaten, die neue z' -Achse mit Hilfe zweier Winkel θ_0 und ϕ_0 ausdrücken. Diese z' -Achse des gestrichenen Koordinatensystems ist zugleich die ausgezeichnete Achse des Systems und bildet somit die Anisotropieachse. Über das Skalarprodukt der Einheitsvektoren von Magnetisierung und z' -Achse, kann der eingeschlossene Winkel beider Vektoren ermittelt werden.

$$\underbrace{\cos(\theta')}_{\alpha_3'} = \mathbf{m} \cdot \mathbf{e}_{z'} = \begin{pmatrix} \sin(\theta) \cos(\phi) \\ \sin(\theta) \sin(\phi) \\ \cos(\theta) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \sin(\theta_0) \cos(\phi_0) \\ \sin(\theta_0) \sin(\phi_0) \\ \cos(\theta_0) \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

So lässt sich die freie Energie der Kristallanisotropie nach ihrer z -Komponente bezüglich der z' -Achse entwickeln. Dies geschieht analog zum nicht verdrehten Koordinatensystem. Dadurch kann die verkippte uniaxiale Anisotropie in Koordinaten (θ, ϕ) des nicht verkippten Koordinatensystems ausgedrückt werden. Formanisotropie und verkippte Anisotropie lassen sich so mit den gleichen Koordinaten beschreiben. Der Einfachheit halber wird nur eine Verkipfung um einen Winkel θ_0 angenommen. Der Nanopunkt ist zylinderförmig und kann auf Grund der Rotationssymmetrie in ϕ gedreht werden, sodass die verkippte Achse in die xz -Ebene fällt. Dadurch gilt $\phi_0 = 0$. Das Skalarprodukt vereinfacht sich und es ergibt sich für die Anisotropieenergie erster Ordnung

$$E/V = K_0 + K_1 \underbrace{(1 - \alpha_3'^2)}_{\sin^2(\theta')} \quad (4.7)$$

$$= K_0 + K_1 \underbrace{\left(1 - (\cos(\theta) \cos(\theta_0) + \sin(\theta) \sin(\theta_0))^2\right)}_{f(\theta, \phi, \theta_0, \phi_0=0)} \quad (4.8)$$

4.4 Winkelverteilung des Schaltfeldes - Stoner-Wohlfarth-Astroide

Dabei ist $f(\theta, \phi, \theta_0, \phi_0)$ gegeben durch

$$f(\theta, \phi, \theta_0, \phi_0) = 1 - [\cos(\theta) \cos(\theta_0) + \cos(\phi) \cos(\phi_0) \sin(\theta) \sin(\theta_0) + \sin(\theta) \sin(\theta_0) \sin(\phi) \sin(\phi_0)]^2 \quad (4.9)$$

Zusätzlich zur magnetokristallinen Anisotropie müssen die Grenzflächenanisotropie und die Formanisotropie der Nanostruktur berücksichtigt werden, um die leichte Achse bestimmen zu können und den späteren Verlauf der Magnetisierung im externen Magnetfeld korrekt beschreiben zu können. Des Weiteren sind in erster Ordnung zwei Szenarien für ein verkipptes Korn vorstellbar.

- **I.** Grenzfläche und Korn sind gleichermaßen verkippt ($K_S \parallel c$ – Achse). Beide Anisotropiekonstanten lassen sich zusammenfassen und über die in Gleichung 4.8 beschriebene Winkelabhängigkeit schreiben. Zusammen mit der nach Millev et al. [47] reduzierten Formanisotropie²⁶ ergibt sich:

$$E/V = \underbrace{\left(K_{1,V} + \frac{2K_S}{d} \right)}_{K_{1,\text{eff}} + K_{\text{Film}}} \cdot f(\theta, \phi, \theta_0, \phi_0 = 0) - K_{\text{Film}} \cdot \Delta N \cdot \sin^2(\theta) \quad (4.10)$$

- **II.** Die Grenzflächenanisotropie spürt die Verkipfung des Korns nicht ($K_S \parallel \mathbf{n}$, \mathbf{n} ist die Filmmnormale.). Die Volumenanisotropie wird nun getrennt von K_S betrachtet. K_S bleibt unbeeinflusst und zeigt die gleiche Winkelabhängigkeit wie die Formanisotropie und führt zu einer Reduzierung letzterer. Man erhält:

$$E/V = K_{1,V} \cdot f(\theta, \phi, \theta_0, \phi_0 = 0) - \left(K_{\text{Film}} \cdot \Delta N - \frac{2K_S}{d} \right) \cdot \sin^2(\theta) \quad (4.11)$$

Für die Bestimmung der effektiven Verkipfung der Kristallite oder der resultierenden leichten Achse, genügt es, sich auf die x-z-Ebene zu beschränken, in die die verkippte Achse gelegt worden ist. Somit hängt die Energie nicht mehr vom Winkel ϕ ab. Sie reduziert sich zu

$$E/V = \left(K_{1,V} + \frac{2K_S}{d} \right) \cdot \underbrace{\sin^2(\theta - \theta_0)}_{f(\theta, \phi=0, \theta_0, \phi_0=0)} - K_{\text{Film}} \cdot \Delta N \cdot \sin^2(\theta) \quad (4.12)$$

bzw.

$$E/V = K_{1,V} \cdot \underbrace{\sin^2(\theta - \theta_0)}_{f(\theta, \phi=0, \theta_0, \phi_0=0)} - \left(K_{\text{Film}} \cdot \Delta N - \frac{2K_S}{d} \right) \cdot \sin^2(\theta) \quad (4.13)$$

²⁶Typischer Weise wird die Formanisotropie des Films mit $\frac{\mu_0}{2} M_s^2 \cos^2(\theta)$ beschrieben. Um die einzelnen Anisotropiebeiträge besser zusammenfassen zu können, wird diese zu $E_{\text{Form}} = -\frac{\mu_0}{2} M_s^2 \sin^2(\theta) + \text{Konst.}$ umgeformt [236].

Sind nun die leichte Achse des Systems und die Anisotropiekonstanten bekannt, kann auf die effektive Verkippung (θ_0, ϕ_0) der Kristallite der Nanostruktur geschlossen werden. Des Weiteren kann mit Hilfe des geometrischen Verfahrens von Thiaville [220] die Schaltfeldastroide berechnet werden, sobald die Anisotropieenergie bekannt ist. In den nächsten zwei Abschnitten werden für eine der verwendeten Nanostrukturen die leichte Achse bestimmt und die Schaltfeldastroide berechnet.

4.4.3 Verfahren zur Bestimmung der leichten Richtung der Magnetisierung einer Nanostruktur

Die zuvor gefundenen Resultate legen eine verkippte Kristallachse der Nanostrukturen zugrunde, um die Abweichungen der Schaltfeldverteilung vom Stoner-Wohlfarth-Modell erklären zu können. Winkler et al. [150, 232] sowie Kobs [134] zeigen TEM-Aufnahmen des Querschnitts einer $\text{Pt}_{5\text{ nm}}/\text{Co}_{5\text{ nm}}/\text{Pt}_{3\text{ nm}}$ Probe bzw. SEM-Aufnahmen einer Probenoberfläche. Zudem wird gezeigt, dass die einzelnen Kobaltkörner Kristallachsen aufweisen, die im Mittel ca. 6° (auf SiO_2) von der z -Achse abweichen [150]²⁷. Dadurch erhält man einen ersten Einblick in die Verkippung der Kristallite und Größenverteilung der Körner (ca. (11 ± 2) nm groß). Bei einem Durchmesser von ca. 50 nm kann der Nanopunkt aus mehreren Körnern bestehen und netto eine verkippte Achse, die sich nicht wie im unendlich ausgedehnten Film wegmittelt, besitzen. Die Bestimmung der leichten Achse des Nanopunkts ist daher von Interesse, um diesen weiter zu charakterisieren. Die leichte Achse kann, wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, über das Schaltfeld in allen drei Raumrichtungen ermittelt werden (SQUID, Vektormagnet). Darüber hinaus soll hier eine weitere Methode vorgestellt werden, die in zwei verschiedenen Messebenen jeweils die harte Achse der Nanostruktur bestimmt. Die harten Achsen der Nanostruktur spannen wiederum eine Ebene auf, zu der die leichte Achse senkrecht steht. Die harte Achse wird in einem ersten groben Schritt bestimmt, indem Hysteresen bei unterschiedlichen Winkeln aufgenommen werden. Ist die harte Achse einer Struktur überschritten, kehrt sich ihr Sprungverhalten um. Dieser Umkehrpunkt wird anschließend in kleineren Winkelschritten untersucht. Das externe Feld destabilisiert die Struktur und man kann das Telegraphenrauschen messen. Sobald die harte Achse getroffen ist²⁸, zeigt sich eine Besetzung von 1 : 1.

²⁷Die Bestimmung der Winkel geschieht über Röntgendiffraktion (engl.: **X-ray diffraction** (XRD)). Die mittlere Verkippung der Kristallite $\bar{\alpha}$ kann für Pt mit $\bar{\alpha}_{\text{Co}} < 10^\circ$ und für Co mit $\bar{\alpha}_{\text{Co}} < 6^\circ$ abgeschätzt werden. Wobei der Wert für Co nur für Schichtdicken ≥ 15 nm bestimmt worden ist [150]

²⁸In dieser Betrachtung wird die Wechselwirkung zunächst ignoriert. Wenn man sie berücksichtigt, kann lediglich behauptet werden, dass bei einem Besetzungsverhältnis von 1 : 1 keine parallele Komponente auf die leichte Achse der Magnetisierung wirkt. Das externe Feld steht zu einem Bruchteil nicht in der harten Achse und kompensiert die Streufelder der Nachbarstrukturen, die die Besetzung der destabilisierten Nanostruktur beeinflussen.

4.4 Winkelverteilung des Schaltfeldes - Stoner-Wohlfarth-Astroide

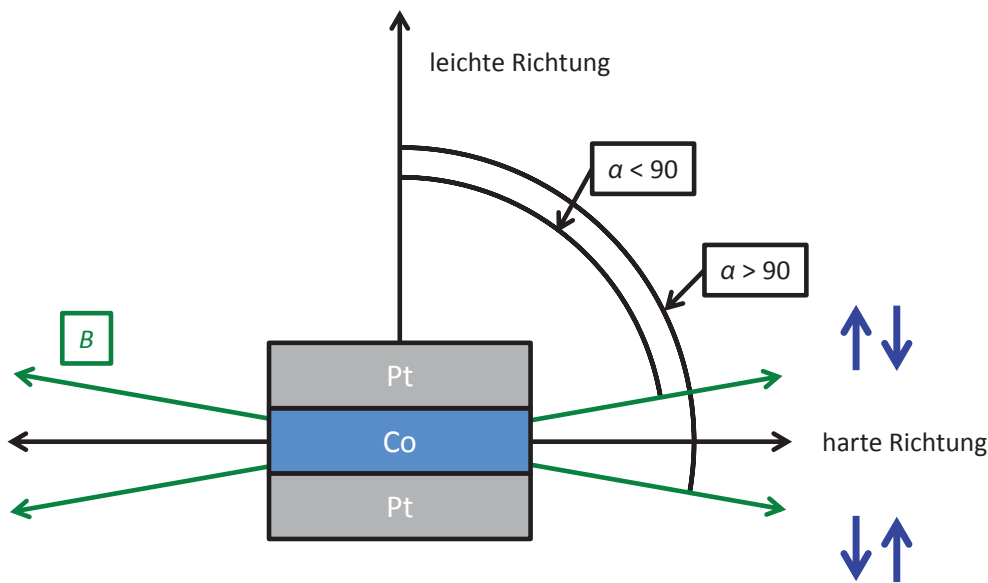


Abb. 4.12: Illustriertes Überschreiten der harten Achse eines Kobaltnanopunktes durch das externe Magnetfeld. Ist der Winkel α zwischen leichter Achse des Nanopunktes und dem Magnetfeld während eines Felddurchlaufs $< 90^\circ$, so wird die Struktur während der Hysterese beispielsweise von \uparrow nach \downarrow ausgelenkt. Schließen Feld und leichte Richtung einen Winkel $> 90^\circ$ ein, erfolgt eine Auslenkung entsprechend \downarrow nach \uparrow . Kehrt sich während der Winkelvariation des externen Feldes das Sprungverhalten eines Nanopunkts um, wird demnach die harte Achse überschritten.

Abschätzen der harten Achse mit Hilfe von Hysteresen

Bei $T = 270\text{ K}$ wird das Magnetfeld in der yz -Ebene bzw. in der xz -Ebene von 0° bis 90° variiert, bis eine Nanostruktur der Probe **P2** ihr Sprungsignal umkehrt. Die Signalumkehr wird in den Hysteresen deutlich die für jeden Winkel gemessen wird. Findet sich für einen Winkel $\alpha \in [0^\circ; 90^\circ]$ ein Sprungsignal $\Delta U < 0$ und für einem Winkel $\alpha + \Delta\alpha$ ein $\Delta U > 0$, so ist die harte Achse für diese Struktur überschritten. α beschreibt den Winkel zwischen leichter Achse des Nanopunktes und dem angelegten Feld. Abbildung 4.12 illustriert diesen Sachverhalt. Für $\alpha < 90^\circ$ wechselt der Nanopunkt seine Orientierung während der Hysterese von \uparrow nach \downarrow , für $\alpha + \Delta\alpha > 90^\circ$ von \downarrow nach \uparrow . Es findet sich zu jeder beliebigen leichten Achse des Nanopunkts eine Richtung des externen Feldes in der yz -Ebene (bzw. xz -Ebene), die senkrecht zu dieser leichten Achse steht. Dies gilt auch, wenn sie verkippt ist. Sind die Kristallite bezüglich der z -Achse nicht verkippt, fällt die leichte Achse der Nanostruktur automatisch mit der z -Achse überein und man findet die harte Achse bei $\pm 90^\circ$. Aufgrund der verkippten Kristallachse ist dies im Experiment nicht der Fall.

Abbildung 4.13 zeigt eine Abfolge von Hysteresen in der xz -Ebene (Abb. 4.13a bis 4.13d) sowie in der yz -Ebene (Abb. 4.13e und 4.13f) mit deren Hilfe die beiden harten Achsen eingegrenzt werden. Zunächst wird bei 0° (Abb. 4.13a, Feld

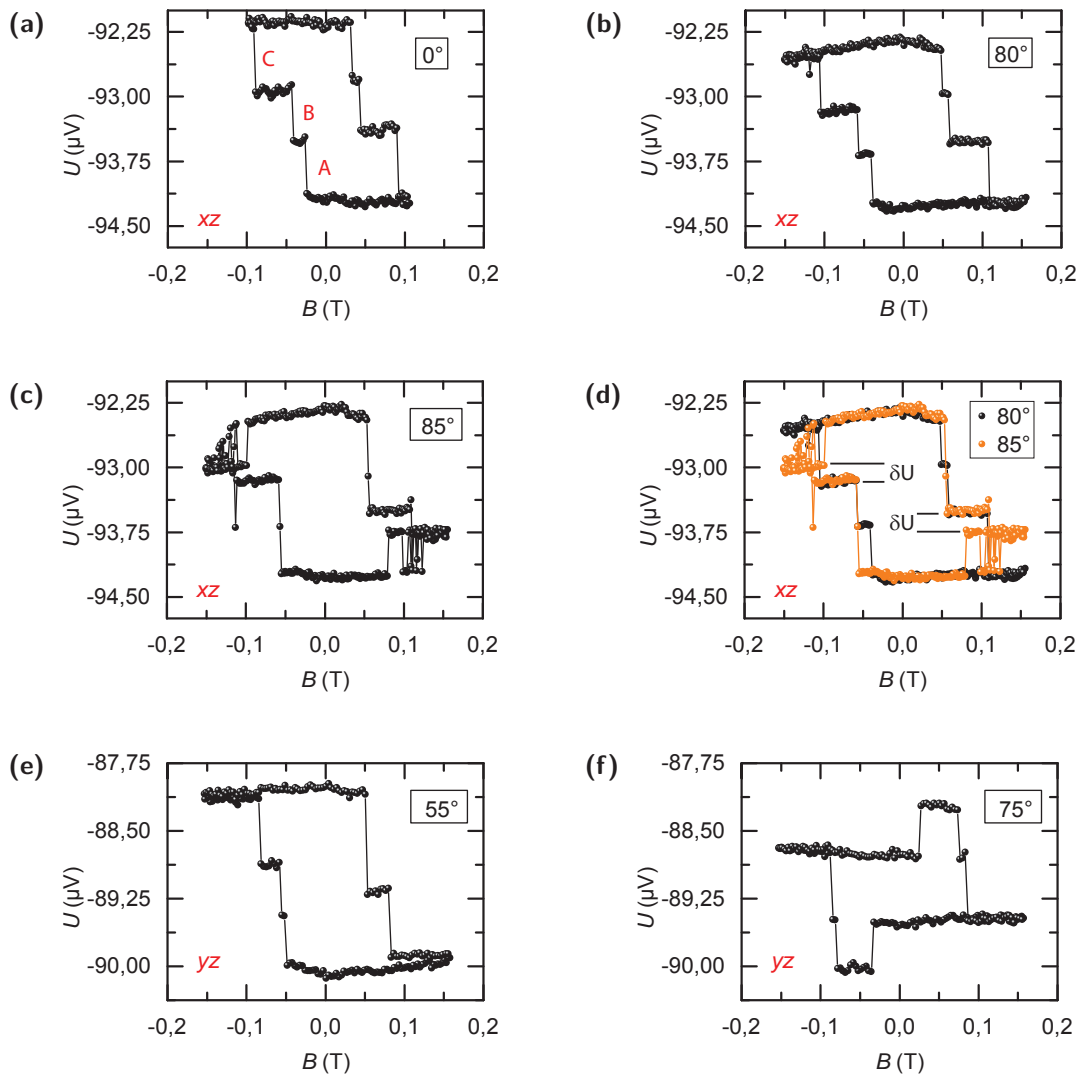


Abb. 4.13: Verlauf der Hysterese für Probe **P2**. In der xz -Ebene wird das Magnetfeld unter verschiedenen Winkeln angelegt. Von 0° (a) bis 80° (b) ist qualitativ keine Änderung zu beobachten. Die Hysterese weist stets drei Sprünge auf, die ausgehend vom niedrigsten Spannungsniveau (ca. $-94,50 \mu\text{V}$) in das höchste (ca. $-92,25 \mu\text{V}$) springen. Die Sprünge werden den Nanostrukturen **A**, **B** und **C** zugeordnet (a). Bei 85° (c) ist die harte Richtung eines der drei Nanopunkte überschritten, da die Spannung beim maximalen Feld nicht auf dem tiefsten Niveau startet, sondern etwa bei einem Drittel des Gesamtspannungsunterschiedes. Der Nanopunkt ist destabilisiert und ändert im Bereich um $(110 \pm 10) \text{ mT}$ mehrmals seine Orientierung. In (d) sind die Hysterese aus (b) und (c) überlagert dargestellt. Anhand der Sprunghöhen ist das instabile Verhalten **A** oder **B** zuzuordnen. Die Abbildungen (e) und (f) zeigen die Hysterese für zwei ausgewählte Winkel in der yz -Ebene. Ausgehend von der Hysterese bei 0° , die für beide Messebenen identisch ist, kann bis zu einem Winkel von 55° qualitativ keine Veränderung festgestellt werden. Für den Winkel von 75° ist jedoch die harte Achse von **A** oder **B** überschritten.

4.4 Winkelverteilung des Schaltfeldes - Stoner-Wohlfarth-Astroide

parallel zur Filmmormalen) eine Hysterese aufgenommen. Die Sprünge aller drei Nanopunkte sind erkennbar und weisen ein Sprungsignal in die gleiche Richtung auf. Diese Hysterese ist in beiden Messebene identisch. Zur besseren Beschreibung werden die Nanostrukturen anhand der Reihenfolge ihrer Sprungfelder mit **A**, **B** und **C** benannt (vgl. Abb. 4.13a). Da der AHE sensitiv auf die Ausrichtung der Magnetisierung ist und alle drei Sprünge auf dem Hinweg (von $+B_{\max}$ zu $-B_{\max}$) ein positives ΔU (auf dem Rückweg ein negatives) aufweisen, sind alle drei Nanopunkte zu Beginn und zum Ende der Hysterese gleichermaßen ausgerichtet. An diesem Verhalten ändert sich qualitativ bis zu einem Winkel von 80° (siehe Abb. 4.13b) nichts. Erst bei einem Winkel von 85° (siehe Abb. 4.13c) zeigen sich Spannungssprünge, die vom bisherigen Verhalten abweichen. Da im maximalen externen Feld die Spannung auf ca. einem Drittel des Gesamtspannungsunterschiedes startet, ist einer der drei Nanopunkte entgegengesetzt zu den anderen beiden ausgerichtet. Seine harte Achse ist überschritten und das externe Feld zwingt die Magnetisierung der Struktur in die entgegengesetzte Richtung. Obwohl das Feld nahe der harten Achse liegt, wirkt bei hohen Feldern eine ausreichend starke parallele Komponente, die die Niveaus sehr stark gegeneinander verschiebt. Die Magnetisierung der Struktur verharrt in dem vom Feld bevorzugten Zustand. Wird das externe Feld reduziert, bewegen sich die Energieniveaus aufeinander zu und die Magnetisierung kann durch den verbliebenen destabilisierenden Anteil und der vorhandenen thermischen Energie zwischen den Niveaus hin und her wechseln. Dies ist in einem Feldbereich um (110 ± 10) mT zu beobachten. Wird das Feld weiter reduziert, gleichen sich die Niveaus zwar zunehmend an, die Barriere, die beide trennt, wird jedoch immer größer. Der Nanopunkt wechselt entsprechend Gleichung 2.24 mit steigender Barrierenhöhe seltener die Zustände. Bei ca. 80 mT springt er zum letzten Mal und verharrt schließlich auf dem niedrigsten Spannungsniveau. Besonders deutlich wird das instabile Verhalten, wenn man die Hysteresen für 80° und 85° übereinander aufträgt (siehe Abb. 4.13d). Beide Hysteresen sind nahezu deckungsgleich. Im Bereich hoher negativer bzw. positiver Felder der Hysterese ist das Hin- und Herspringen des destabilisierten Nanopunktes zu beobachten. Da der Signallhub des destabilisierten Nanopunktes kleiner ist, als der der Nanostruktur **C**, bildet sich ein kleiner Versatz in der Hall-Spannung δU aus. Somit kann der Nanopunkt **C** nicht die angeregte Struktur sein. Instabil ist daher **A** oder **B**. Aufgrund ihrer innerhalb der Auflösung identischen Sprunghöhen kann das instabile Verhalten nicht eindeutig zugeordnet werden. An dieser Stelle wird die Hauptschwierigkeit des Verfahrens deutlich, wenn mehrere Nanostrukturen ein Signal liefern. Vergleicht man die Sprunghöhen der drei Nanostrukturen für die jeweiligen Winkel, lässt sich oben beschriebenes Verhalten entweder **A** oder **B** zuordnen. Welche der beiden dies ist, ist anhand der gegebenen Messungen nicht eindeutig feststellbar. Abhilfe könnten Übereckmessungen, wie sie in Abs. 4.3.5 vorgestellt worden sind, schaffen. Werden sie bei diesen kritischen Winkeln durchgeführt, könnten sie zusätzliche Informationen liefern, die eine Zuordnung

Winkel _{yz} (°)	Niveau 1	Niveau 2	Winkel _{xz} (°)	Niveau 1	Niveau 2
60	0,85	0,15	81	0,98	0,02
61	0,75	0,25	82	0,93	0,07
62	0,55	0,45	83	0,83	0,17
63	0,45	0,55	84	0,56	0,44
64	0,30	0,70	85	0,26	0,74
65	0,17	0,83	86	0,09	0,91
			87	0,03	0,97

Tab. 4.2: Die Besetzungen der Niveaus des angeregten Nanopunktes sind für beide Ebenen, in denen das Magnetfeld variiert wird, aufgelistet. In der yz -Ebene liegt dabei ein Feld von 80 mT, in der xz -Ebene ein Feld von -137 mT an.

ermöglichen.

Bestimmung der harte Achse mit Hilfe des Telegraphenrauschens

Nachdem die harte Achse in beiden Messebenen bis auf wenige Grad eingegrenzt worden ist, wird sie mit Hilfe des Telegraphenrauschens genauer bestimmt. Für die Winkel von 81° bis 87° in der xz -Ebene, bzw. von 60° bis 65° in der yz -Ebene wird das Telegraphenrauschen der destabilisierten Nanostruktur bei einer konstanten Feldstärke von -137 mT bzw. 80 mT aufgenommen. Zuvor wird das Magnetfeld auf 300 mT hochgefahren, um alle drei Nanostrukturen in eine Richtung aufzumagnetisieren und so einen definierten Anfangszustand zu präparieren. Stellt man nun in der jeweiligen Messebene Feld und Winkel ein, wird eine Nanostruktur so stark destabilisiert, dass eine moderate Schaltfrequenz²⁹ auftritt. Höhere als die hier gewählten Felder würden zu schnelle Schaltzeiten, die außerhalb der Messauflösung liegen, erzeugen. Sind die destabilisierenden Felder zu klein, ist die Schaltfrequenz zu gering und eine ausreichende Statistik würde nur durch lange Messzeiten gewährleistet werden können. Je nach Winkel ändert sich entsprechend der Feldkomponenten parallel bzw. senkrecht zur leichten Achse die Besetzung der beiden Niveaus, zwischen denen der Nanopunkt springt. Das Telegraphenrauschen ist für einen Winkel exemplarisch in Abb. 4.14 dargestellt. Die Besetzungen der Niveaus werden ausgezählt und gegen den Winkel aufgetragen. Die Besetzungen für die jeweiligen Feld-Winkelkombinationen sind Tabelle 4.2 zu entnehmen. Mithilfe einer Anpassungskurve kann so der Winkel bestimmt werden, der eine Besetzung der beiden Niveaus im Verhältnis 1 : 1 hervorruft. Die Anpassung der Daten in der yz -Ebene geschieht mittels linearer Regression. Besonders für kleine Winkel ändert sich die Besetzungswahrscheinlichkeit der Niveaus des angeregten Nanopunktes in erster Näherung linear mit dem variierten Winkel. Die Änderung in der xz -Ebene

²⁹Im Abschnitt 4.3.4 wird diskutiert, welche Parameter im Rahmen des Experimentsetups sinnvoll sind.

4.4 Winkelverteilung des Schaltfeldes - Stoner-Wohlfarth-Astroide

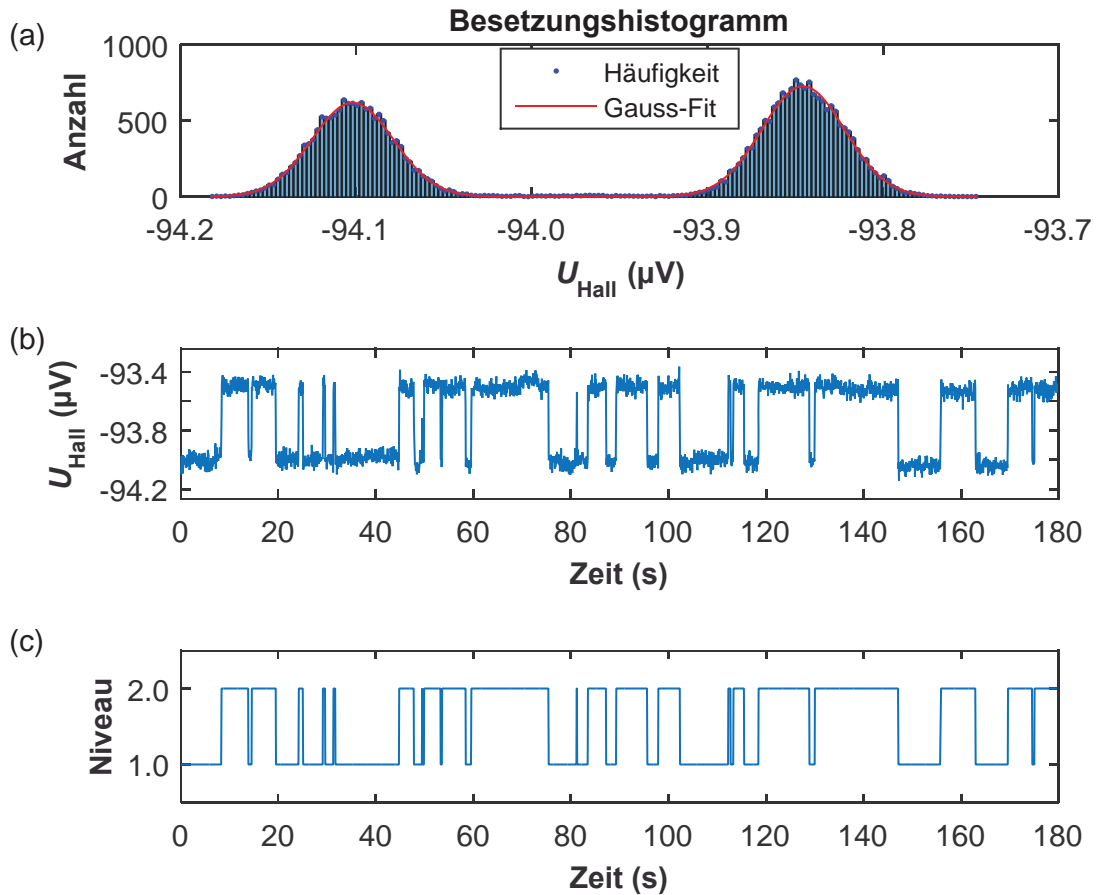


Abb. 4.14: Zur Bestimmung der leichten Achse des Nanopunktes, wird dieser mit Hilfe eines externen Feldes angeregt. Findet sich eine Besetzung im Verhältnis von 1 : 1, steht das externe Feld senkrecht auf der leichten Achse. In (a) ist das Besetzungshistogramm eines Nanopunktes, welcher mit Hilfe eines externen Feldes angeregt wird, abgebildet. Die Klassengröße für die Einteilung der Spannungswerte beträgt 5 nV. Dies ist die untere Auflösungsgrenze des Messgerätes. Der Nanopunkt befindet sich zu 56 % im oberen bzw. zu 44 % im unteren Niveau. Man kann vermuten, dass demnach ein geringes Restfeld entlang seiner leichten Achse, welches das obere Niveau bevorzugt, liegen muss. Diese Vermutung kann erst ab einer ausreichenden Statistik bewiesen werden. In Teilbild (b) sind die Rohdaten für einen Ausschnitt von 180 s gezeigt. Da sie nahezu driftfrei sind, wird in diesem Fall keine Korrektur vorgenommen. (c) zeigt die ausgezählten Sprünge. Für Details zur Sprungauswertung siehe Abschnitt 4.3.4.

ist für kleine Winkel ebenfalls linear, ab einem Winkel von 86° stellt sich eine leichte Sättigung der Besetzung ein. Über dieses Verfahren können zwei Punkte bestimmt werden, an denen das gesamte externe Feld senkrecht auf der leichten Achse der Nanostruktur steht. Anders ausgedrückt, definieren diese Feldrichtungen jeweils den Normalenvektor einer Ebene, in der die leichte Achse $\mathbf{e}_{\text{e.a.}}$ des Nanopunktes liegt. Für die beiden Messgeometrien findet man folgende harte Achsen \mathbf{v}_{yz} und \mathbf{v}_{xz} deren Kreuzprodukt die leichte Achse der Magnetisierung ergibt.

$$\mathbf{e}_{\text{e.a.}} = \mathbf{v}_{yz} \times \mathbf{v}_{xz} = \begin{pmatrix} 0 \\ \sin(62,6^\circ) \\ \cos(62,6^\circ) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \sin(84,2^\circ) \\ 0 \\ \cos(84,2^\circ) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0,0897 \\ 0,4578 \\ -0,8833 \end{pmatrix} \quad (4.14)$$

Aus dem Ergebnis können die Raumwinkel $\theta = 27,8^\circ$ und $\phi = -101,1^\circ$ bestimmt werden, die im Laborsystem des Messaufbaus die leichte Achse der Nanostruktur beschreiben. Dies gilt jedoch nur, wenn jeweils Nanostruktur **A** angeregt wird³⁰.

Zu dem Verfahren sind zwei Anmerkungen zu machen. Zum einen bietet sich diese Methode für eine Einzelstruktur an, da diese frei von ggf. wechselwirkenden Nachbarn ist. Des Weiteren ist für Hall-Kreuze, auf denen mehrere Nanostrukturen platziert sind, eine Zuordnung nicht immer eindeutig. Abhilfe schaffen zusätzliche Übereckmessungen oder eine durch den Strukturierungsprozess gezielte Größenvariation der Strukturen, um unterschiedliche Signalgrößen zu erreichen, die eine eindeutige Zuordnung ermöglichen. Zum anderen ist für die hier verwendete Probe mit drei Nanopunkten aufgrund des Abstands von 111 nm zwischen den Zentren der Nanopunkte eine geringe Dipol-Dipol-Wechselwirkung zu erwarten (vgl. Abs. 2.9). Im dynamischen Fall kann sich hingegen eine Wechselwirkung bemerkbar machen [237]. Dieser dynamische Fall wird realisiert, sobald ein externes Feld in der Nähe der harten Achse die Energiebarriere herabsetzt und durch thermische Anregung überwunden werden kann. Anhand der Abb. 4.13c und 4.13d wird deutlich, dass einer der beiden Nanopunkte **A** und **B** ein instabiles Verhalten zeigt, sobald **C** in dieselbe Richtung schaltet wie **A** und **B**. Auch die Restfelder der beiden anderen Nanostrukturen beeinflussen in dieser Dreierkonfiguration das Resultat. So kann man anhand der Anpassungen der Messpunkte die Achsen in den jeweiligen Ebenen bestimmen, in denen die Besetzung 1 : 1 ist. Betrachtet man die Frequenzen stellt man fest, dass die Frequenz an diesem Punkt nicht die größte ist. Es lässt sich schlussfolgern, dass das externe Feld nicht senkrecht zur leichten Achse steht, sondern wenige Grad verkippt dazu, um Restfelder entlang der leichten Achse zu kompensieren. Daher wird eine Besetzung von 1 : 1 erzielt, obwohl das Feld nicht komplett senkrecht steht. Dementsprechend findet

³⁰Die Nanostruktur **A** besitzt das kleinste Schaltfeld und somit die niedrigste Energiebarriere. Sind die Achsen der Nanopunkte nicht verkippt, wird somit Nanostruktur **A** zuerst ein instabiles Verhalten zeigen, sobald das externe Feld in der harten Achse erhöht wird. Da jedoch davon auszugehen ist, dass die leichten Achsen der drei Strukturen unterschiedlich orientiert sind, kann für die hier gefundenen harten Achsen ebenfalls Struktur **B** angeregt sein.

4.4 Winkelverteilung des Schaltfeldes - Stoner-Wohlfarth-Astroide

Substrat	$K_{1,V}$ (MJ/m ³)	K_S (mJ/m ²)
SiO ₂	0,24 ± 0,02	0,52 ± 0,02

Tab. 4.3: Anisotropiekonstanten für $K_{1,V}$ und K_S von Pt/Co/Pt Schichtsystemen, welche auf SiO₂ hergestellt worden sind. Die Werte gelten für $t_{Co} < 4$ nm. Werte sind aus Ref. [232] übernommen.

sich die höchste Frequenz nicht in diesem Punkt. Separation der Signale und Wechselwirkungen der Strukturen untereinander können das Resultat verfälschen. Das Verfahren empfiehlt sich für eine Einzelstruktur. Es kann dennoch als gute Näherung für das System mit drei Strukturen angewandt werden.

Bestimmung der Kristallachse

Mit den Überlegungen aus dem vorherigen Abschnitt kann auf die effektive Verkipfung der Kristallite im Nanopunkt **A** der Probe **P2** geschlossen werden. Die effektive Anisotropieachse der Körner soll durch Kugelkoordinaten und dem Winkelpaar (θ_0, ϕ_0) beschrieben werden. Gäbe es keine Formanisotropie, wäre die Kristallachse die leichte Achse des Systems und die Magnetisierung würde sich entsprechend dieser Achse ausrichten³¹. Da die Formanisotropie eine Magnetisierung in der Ebene bevorzugt, findet sich eine leichte Achse der Magnetisierung, die nicht mit der Kristallachse übereinstimmt³². Sie wird durch das Winkelpaar (θ, ϕ) beschrieben. Aufgrund der Rotationssymmetrie der Formanisotropie gilt $\phi = \phi_0$. θ ändert sich jedoch, da **M** bei gleichbleibendem ϕ zur Ebene hingezogen wird. Da sich die leichte Achse der Magnetisierung in ϕ nicht ändert, ist die Wahl $\phi = \phi_0 = 0^\circ$ legitim. Nur θ ist von Interesse, um auf θ_0 schließen zu können, wenn man sich in der Ebene der verkippten Achse befindet. Zur Bestimmung von θ_0 werden für $\phi = \phi_0 = 0^\circ$ die Gleichungen 4.12 und 4.13 verwendet und minimiert. Für den Fall **I** ($K_S \parallel c$ - Achse) ergibt sich nach Gl. 4.12 ergibt sich

$$\frac{dE}{d\theta} = \underbrace{\left(K_{1,V} + \frac{2K_S}{d} \right)}_{K_{1,eff} + K_{Film}} \cdot \cos(\theta - \theta_0) \sin(\theta - \theta_0) - K_{Film} \cdot \Delta N \cdot \cos(\theta) \sin(\theta) \stackrel{!}{=} 0 \quad (4.15)$$

bzw. den Fall **II** ($K_S \parallel \mathbf{n}$) nach Gl. 4.13

$$\frac{dE}{d\theta} = K_{1,V} \cdot \cos(\theta - \theta_0) \sin(\theta - \theta_0) - \left(K_{Film} \cdot \Delta N - \frac{2K_S}{d} \right) \cdot \cos(\theta) \sin(\theta) \stackrel{!}{=} 0 \quad (4.16)$$

Um für Nanostruktur **A** θ_0 für den Fall **I** bestimmen zu können, werden zwei Annahmen gemacht. Zum einen wird davon ausgegangen, dass im vorherigen

³¹Dies gilt unter der Annahme, dass die magnetokristalline Volumenanisotropie $K_{1,V}$ parallel zur Grenzflächenanisotropie K_S steht.

³²Dies gilt, sobald $K_{1,V}$ oder K_S nicht senkrecht zur Probenebene stehen.

Abschnitt 4.4.3 tatsächlich die leichte Achse der Struktur **A** bestimmt worden ist ($\theta = 27,8^\circ, \phi = -101,1^\circ$). Außerdem wird für die Struktur ein Radius von 25 nm gewählt (SEM-Aufnahmen), um die Formanisotropie nach Millev et al. [47] korrigieren zu können. Da $K_{1,V}$ und K_S die gleiche Winkelabhängigkeit zeigen, kann $K_{1,V} + 2K_S/d = K_{1,\text{eff}} + K_{\text{Film}} = 1,316 \text{ MJ/m}^3$ in Gl. 4.15 eingesetzt werden. $K_{1,\text{eff}} = 13,3 \text{ kJ/m}^3$ des Films ist mittels MOKE bestimmt worden und Tabelle 4.1 entnommen. Es ergibt sich eine Verkippung $\theta_0 = 4,3^\circ$, die verdeutlicht, wie wenig die Kristallachse verkippt sein muss, um eine leichte Achse von $\theta = 27,8^\circ$ für die Struktur **A** zu erhalten.

Für den Fall **II**, dass nur die magnetokristalline Anisotropie verkippt ist, kann θ_0 der Struktur **A** nicht ermittelt werden, da in dieser Arbeit $K_{1,V}$ und K_S nicht bestimmt worden sind. Um dennoch abschätzen zu können, wie sich für die Fälle **I** und **II** die leichte Achse der Magnetisierung stellt, wird mit Hilfe der in Tab. 4.3 aufgelisteten Werte von Winkler et al. [232] die Verkippung berechnet. Für eine zylinderförmige Nanostruktur mit einer Co-Dicke von 1,0 nm und einem Radius von 25 nm wird für beide Fälle der Winkel θ , den **M** mit der z -Achse einschließt in Abhängigkeit der Verkippung θ_0 der Kristallachse in Abb. 4.15 aufgetragen. Zusätzlich sind beide Fälle unter Verwendung des Bulkwertes von Co für $K_{1,V} \approx 0,5 \text{ MJ/m}^3$ [121] gezeigt. Im Fall **I** genügen bereits geringe Auslenkungen θ_0 , um eine starke Verkippung der leichten Achse zu erzielen. Spiegelt sich die Verkippung nicht in K_S wieder (**II**), so reduziert sie den Einfluss der Formanisotropie. Dies führt zu einer geringeren Verkippung der leichten Achse der Magnetisierung. Das Einsetzen des Bulkwertes führt in beiden Fällen zu einer reduzierten Verkippung von **M**. Nimmt man nach Winkler et al. den mittleren Verkippungswinkel $\theta_0 = \bar{\alpha} \leq 10^\circ$ der Kristallite [232] eines Pt/Co/Pt-Schichtsystems als obere Grenze, so ist unter der Verwendung der Werte aus Tab. 4.3 im Fall **I** $\theta = 39,6^\circ$ und im Fall **II** $\theta = 14,6^\circ$. Dieses Verhalten kann das starke Abweichen der winkelabhängigen Schaltfelder der Nanostrukturen vom idealen Stoner-Wohlfarth-Modell erklären. Hierbei sei noch einmal darauf verwiesen, dass die ermittelten Werte nur als grobe Näherung zu sehen sind, da nicht eindeutig ermittelt werden konnte, ob Nanostruktur **A** oder **B** in beiden Messgeometrien angeregt worden ist. Des Weiteren sind die bestimmten Werte für $K_{1,V}$ und K_S Mittelwerte aller Körner des mittels MOKE untersuchten Filmsystems. Ein einzelnes Korn kann daher durchaus eine Anisotropie nahe dem Bulkwert von Cobalt $K_{1,V} = 0,5 \text{ kJ/m}^3$ [121] aufweisen. Die Beschreibung einer Struktur mit verkippter Achse mittels Fall **I** scheint zutreffender, da Fall **II** die großen im Experiment gefundenen Verkippungen nicht wiedergeben kann. Es sei jedoch erneut darauf verwiesen, dass das Modell einer Volumenanisotropie bei diesen dünnen Schichten und der damit verbundenen geringen Atomlagenanzahl nicht gewährleistet sein muss. K_S hat aufgrund seiner Größe bei dünnen Schichten einen starken Einfluss.

4.4 Winkelverteilung des Schaltfeldes - Stoner-Wohlfarth-Astroide

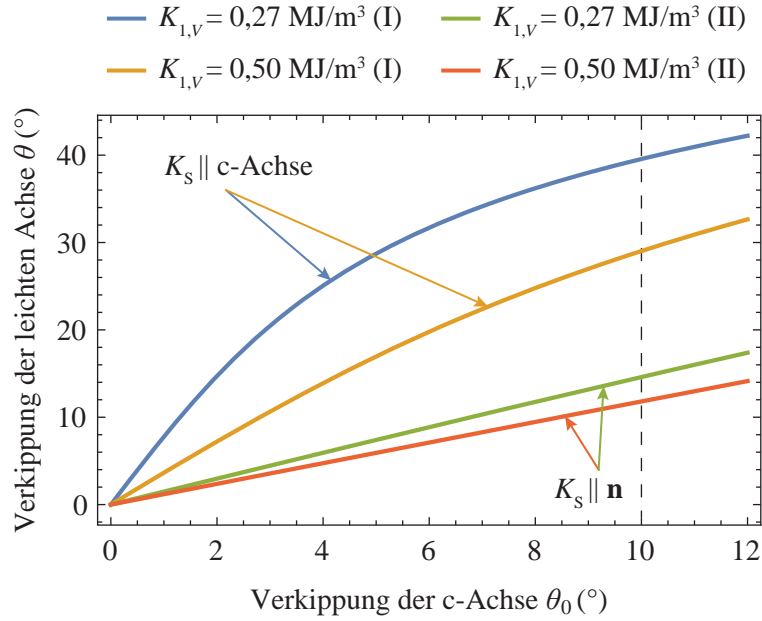


Abb. 4.15: Die berechnete Verkipfung der leichten Achse der Magnetisierung einer Nanostruktur ($t_{\text{Co}} = 1,0 \text{ nm}$, $r = 25 \text{ nm}$, $M_s = 1,4 \cdot 10^6 \text{ A/m}$) ist für verschieden verkippte Kristallite dargestellt. Es werden zwei Fälle **I** und **II** unterschieden. **I**: $K_{1,v}$ und K_S zeigen die gleiche Winkelabhängigkeit und sind gleichermaßen verkippt ($K_S \parallel c$ -Achse). Die Energie lässt sich durch Gl. 4.12 beschreiben. **II**: Nur für $K_{1,v}$ wird eine Verkipfung durch θ_0 berücksichtigt ($K_S \parallel \mathbf{n}$). Gl. 4.13 beschreibt den Sachverhalt und \mathbf{n} ist die Filmmnormale. Für beide Fälle wird auf die Werte $K_{1,v} = (0,24 \pm 0,02) \text{ MJ/m}^3$ und $K_S = (0,52 \pm 0,02) \text{ mJ/m}^2$ ($2K_S/1 \text{ nm} = 1,04 \text{ MJ/m}^3$) von Winkler et al. zurückgegriffen [232]. Zusätzlich wird in beiden Fällen betrachtet, wie sich die leichte Achse verhält, wenn mit $K_{1,v} = 0,5 \text{ MJ/m}^3$ der Bulkwert von Co [121] gewählt wird. Die gestrichelte Linie deutet die mittlere Verkipfung $\bar{\alpha} \leq 10^\circ$ der Kristallite eines Pt/Co/Pt-Schichtsystems an [232].

4.4.4 Verzernte Schaltfeldastroide

Unter Berücksichtigung der Erkenntnisse aus den beiden vorherigen Abschnitten kann nun die Schaltfeldastroide mit Hilfe des von Thiaville vorgestellten Verfahrens berechnet werden. Für Details sei nochmals auf seine Arbeit verwiesen [220]. Unter anderem gehen auch Jamet et al. [228] nach diesem Verfahren vor, um die Astroide entsprechend ihrer Messungen nachzubilden. Danach berechnet sich das Schaltfeld $\mu_0 \vec{H}_{\text{sw}}$ ³³ wie folgt:

$$\mu_0 \vec{H}_{\text{sw}} = \frac{2}{M_S \cdot V} \left(\frac{1}{2} \frac{\partial E_{\text{Ani}}}{\partial \theta} \cdot \vec{e}_\theta + \frac{1}{2 \sin(\theta)} \frac{\partial E_{\text{Ani}}}{\partial \phi} \cdot \vec{e}_\phi + \lambda \vec{n} \right) \quad (4.17)$$

³³switch (sw) engl.: schalten

Kapitel 4 Wechselwirkung zwischen Nanostrukturen in einer Dreiecksgeometrie

Dabei ist der Parameter λ gegeben durch

$$\lambda = + \frac{1}{4V} \left[- \left(\frac{1}{\sin^2(\theta)} \frac{\partial^2 E_{\text{Ani}}}{\partial \phi^2} + \frac{\cos(\theta)}{\sin(\theta)} \frac{\partial E_{\text{Ani}}}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 E_{\text{Ani}}}{\partial \theta^2} \right) + \sqrt{\left(\frac{1}{\sin^2(\theta)} \frac{\partial^2 E_{\text{Ani}}}{\partial \phi^2} + \frac{\cos(\theta)}{\sin(\theta)} \frac{\partial E_{\text{Ani}}}{\partial \theta} - \frac{\partial^2 E_{\text{Ani}}}{\partial \theta^2} \right)^2 + 4 \left[\frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1}{\sin(\theta)} \frac{\partial E_{\text{Ani}}}{\partial \phi} \right) \right]^2} \right] \quad (4.18)$$

Als Anisotropieenergie E_{Ani} können wir nun Beziehung 4.10 bzw. 4.11 benutzen. Im Folgenden beschränken wir uns jedoch auf ersteren Fall³⁴. Verschiedene Schaltfeldastroide sind in Abb. 4.16 gezeigt. Sie beschreiben mehrere Eigenschaften der von S. Freercks und C. Thönnißen gemessenen Schaltfeldastroide. Zunächst lässt sich festhalten, dass bei konstantem Verkipfungswinkel die Schaltfeldastroide mit größer werdender Anisotropie größer wird. Es bedarf einer größeren Zeeman-Energie um die Struktur zu schalten. Auch eine Verkipfung der uniaxialen Anisotropie führt zu einer Vergrößerung der Schaltfelder, obwohl die absolute Stärke der Anisotropie gleich bleibt (vgl. Abb. 4.16a und 4.16c). Die harte Ebene wird dabei immer stärker gegenüber der idealen Astroide verkippt. Auffällig ist, dass die Astroide verkippt und durch eine „stumpfe“ Spitze gekennzeichnet ist. Für die ideale Astroide ist die leichte Achse hingegen scharf definiert. Des Weiteren wird in der Draufsicht deutlich, dass die Astroide in der harten Ebene ein unterschiedliches Verhalten zeigt. Das Schaltfeld beschreibt eine Ellipse. Da die leichte Achse der Magnetisierung verkippt ist und nicht mehr mit der z -Achse übereinfällt, ist mit einem anisotropen Verhalten der Magnetisierung zu rechnen. Für die Magnetisierung des nicht verkippten Nanopunktes ist es aufgrund der Zylinderform irrelevant, in welche Richtung die Magnetisierung in die Ebene gezogen wird. Für den verkippten Fall wird hingegen ein anisotropes Verhalten erzeugt. Je nach Stärke der einzelnen Anisotropiebeiträge und der effektiven Verkipfung durch die Kristallite des Nanopunktes, wird die leichte Achse der Magnetisierung mehr oder weniger in Richtung der Filmebene gezogen. Aufgrund der geringen Anisotropie des 1,2 nm dicken Co-Films sorgt die Formanisotropie für die starke Verkipfung von 27,8°. Die gemessene Schaltfeldastroide von S. Freercks und C. Thönnißen zeigt ebenfalls eine verkippte und verzerrte Ausprägung der leichten Achse. Das gemessene Schaltfeld kann in der harten Ebene ebenfalls durch eine Ellipse beschrieben werden. Zur Besseren Darstellung wird in Abb. 4.17 eine perspektivische Ansicht einer Astroide mit 10° verkippte Achse gezeigt.

Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass sich mit der Annahme einer verkippte Anisotropieachse im Wechselspiel mit der unveränderten Formanisotropie die

³⁴Es sei hier noch einmal erwähnt, dass $\phi_0 \neq 0$ in Gleichung 4.10 lediglich zu einer Drehung der resultierenden Astroide bezüglich der z -Achse führen würde.

4.4 Winkelverteilung des Schaltfeldes - Stoner-Wohlfarth-Astroide

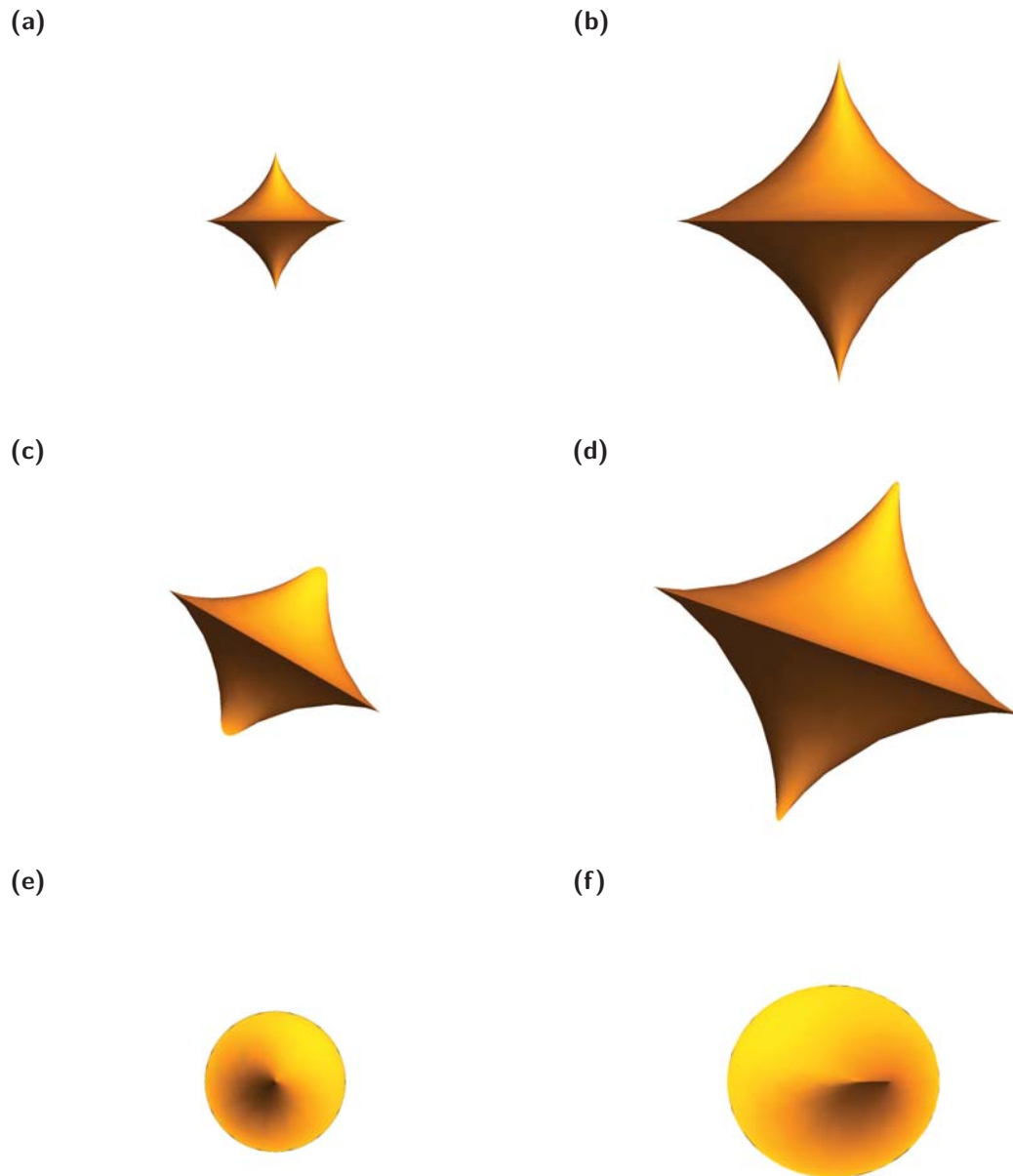


Abb. 4.16: In dieser Abbildung werden für verschieden Parameter die berechneten Schaltfeldastroide einer Nanostruktur mit $d = 50$ nm dargestellt. Die uniaxiale Anisotropie wird jeweils für eine nicht verkippte (Abb. (a), (b) und (e)) bzw. für eine verkippte Achse von 5° (Abb. (c), (d) und (f)) variiert. Für die Anisotropie werden die Werte $1,316 \text{ MJ/m}^3$ (Abb. (a), (c), (e) und (f)) und $1,516 \text{ MJ/m}^3$ (Abb. (b) und (d)) gewählt. Für die Formanisotropie wird der nach Millev [47] reduzierte Wert von $K_{\text{Form, Dot}} = 1,165 \text{ MJ/m}^3$ verwendet. In Abb. (e) und (f) ist eine Draufsicht der nicht verkippten (a) bzw. der verkippten Astroide (c) gezeigt. Die Verkipfung führt zu einer elliptischen Verzerrung in der harten Ebene.

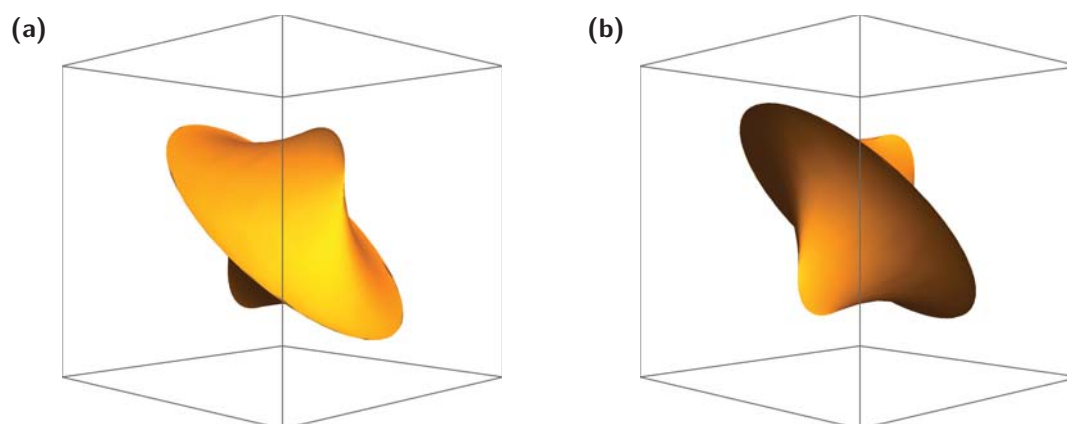


Abb. 4.17: Zur besseren Darstellung wird eine Astroide in verschiedenen Perspektiven gezeigt.

gefundenen Messergebnisse erklären und verstehen lassen. Es sind keine zusätzlichen Anisotropiebeiträge nötig. Die elliptische Grundfläche resultiert ebenfalls aus der verkippten Achse und sie verdeutlicht, dass man in der Ebene der Verkipfung mehr Feld aufwenden muss, um die Struktur zu schalten, als dies in der Ebene senkrecht dazu der Fall ist. In der Ebene, die durch die leichte Achse und die Hauptachse der Ellipse aufgespannt wird, weist die gemessene Astroide zusätzlich unterschiedliche Flanken auf, wenn man die Schaltfelder von der leichten Achse bis zur harten Ebene vergleicht. Dies konnte mit der Rechnung nicht modelliert werden und weist auf andere Anisotropiebeiträge oder höhere Ordnungen hin. Die verkippte Schaltfeldastroide gleicht in ihren Merkmalen sehr der Thiavilles [220] für den Fall einer biaxialen Anisotropie. Letzten Endes führt die Motivation einer verkippten Achse zu einem anisotropen Verhalten der Magnetisierung in der Ebene, welches für die Zylindergeometrie der verwendeten Nanostrukturen einen biaxialen Charakter zur Folge hat. Würde man das System diagonalisieren³⁵, wäre eine Beschreibung mit neuen Anisotropiekonstanten und einer Winkelabhängigkeit der Form von Gl. 4.4 möglich. Die hier gewählte Darstellung erlaubt jedoch weiterhin die Verwendung der experimentell bestimmten Werte wie $K_{1,V}$, K_S und K_{Film} und behält das anschauliche Bild der verkippten Kristallachse gegenüber einer unveränderten Formanisotropie bei. Wie sich die Verkipfung und Verzerrung der Astroide mit der gefundenen Winkelabhängigkeit des Schaltfeldes aus Abs. 4.4.1 vereinbaren lässt, wird im nächsten Abschnitt näher betrachtet.

4.4.5 Interpretation der winkelabhängigen Schaltfelder

Die gefundenen Schaltfeldastroide können nun dazu verwendet werden, um die winkelabhängigen Schaltfelder aus Abbildung 4.9 zu verstehen. Dazu werden

³⁵Die verkippte Astroide wird so gedreht, dass die leichte Achse mit der z -Achse und die Ellipsenachsen mit der x - bzw. y -Achse zusammenfallen.

4.4 Winkelverteilung des Schaltfeldes - Stoner-Wohlfarth-Astroide

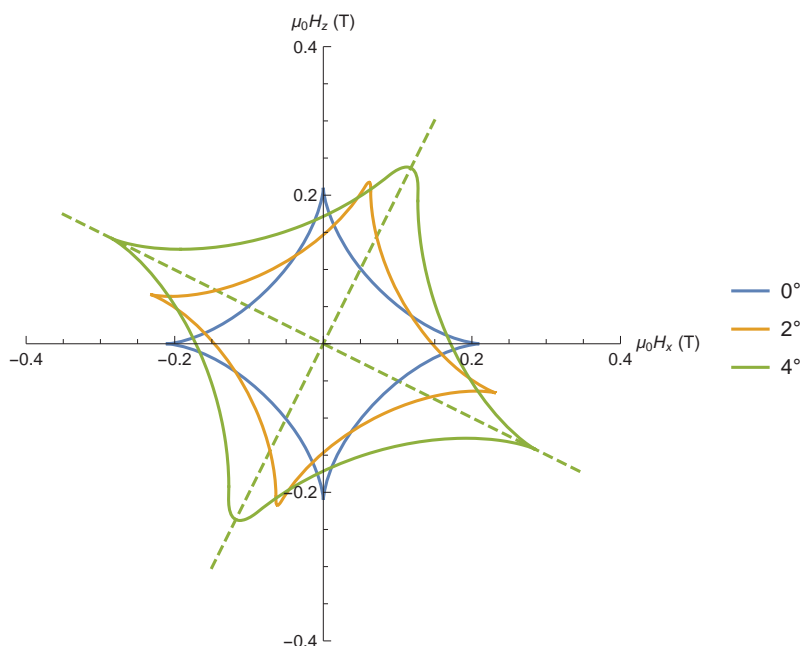


Abb. 4.18: In der Abbildung werden drei Schnitte in der xz -Ebene durch die Schaltfeldastroide gezeigt, deren Kristallite 0° , 2° bzw. 4° verkippt sind. Die Verkippung liegt ebenfalls in der xz -Ebene. Für eine Verkippung von 4° stellt sich entsprechend Gl. 4.15 eine leichte Achse, die bezüglich der z -Achse um $26,5^\circ$ verkippt ist, ein. Es werden $K_{1,\text{eff}} + K_{\text{Form,Film}} = 1,316 \text{ MJ/m}^3$ und $K_{\text{Form,Dot}} = 1,165 \text{ MJ/m}^3$ auf Grundlage experimenteller Werte gewählt. Die leichte und harte Achse sind gestrichelt hervorgehoben.

verschiedene Schnitte durch die Astroide betrachtet. Schneidet man bspw. für verschiedene Verkippungen der Kristallachse jeweils die entsprechende Astroide, erhält man die in Abb. 4.18 dargestellten Schnitte der Schaltfeldverteilung. Dabei liegt sowohl die Verkippung der Kristallachse als auch der Schnitt in der xz -Ebene. Für diese Wahl besitzt das Schaltfeld nur Komponenten in x und z . Für eine Verkippung von 4° der Kristallachse sind die resultierende leichte und harte Achse gestrichelt eingezeichnet. Die leichte Achse ist aufgrund der Formanisotropie $26,5^\circ$ verkippt. Man erkennt erneut wie stark die leichte Achse herausgezogen wird, obwohl die Kristallite nur wenige Grad verkippt sind. Zudem ist die leichte Achse nicht mehr scharf definiert, wie es für die ideale Stoner-Wohlfarth-Astroide der Fall ist. Der Betrag des Schaltfeldes nimmt mit zunehmender Verkippung zu. Im Experiment wird je nach Orientierung der Probe im Halter das Magnetfeld in der yz -Ebene oder der xz -Ebene variiert. D. h., dass für ein festes ϕ der Winkel θ variiert wird. In Abbildung 4.19 ist der Betrag des Schaltfeldes für ein festes ϕ gegen den Winkel θ aufgetragen. Die Schaltfeldkomponenten erhält man aus dem jeweiligen Schnitt für $(\theta \in [-\pi/2, \pi/2], \phi = \text{konst.})$ durch die Astroide. In 4.19a beträgt die Verkippung 4° . Die Anisotropien betragen $1,316 \text{ MJ/m}^3$, $1,416 \text{ MJ/m}^3$ und $1,516 \text{ MJ/m}^3$. Ähnlich wie im idealen Stoner-Wohlfarth-Modell liegen Maxima

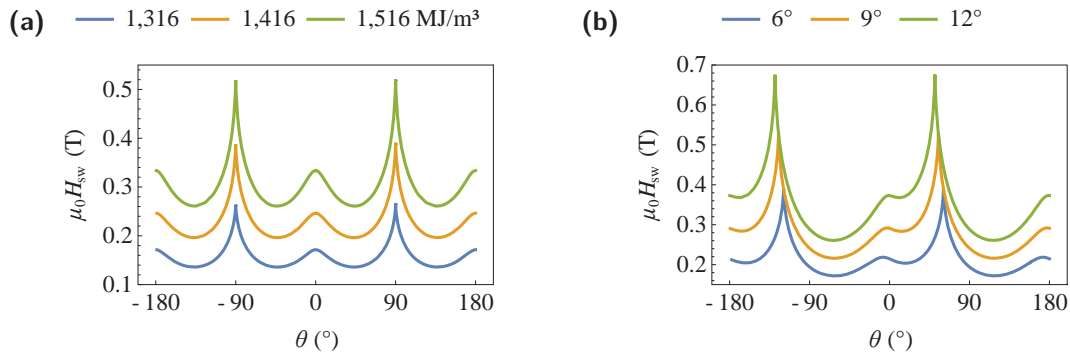


Abb. 4.19: In dieser Abbildung werden bei konstanter Verkipfung die Anisotropien (a) bzw. die Verkipfungswinkel bei konstanter Anisotropie (b) variiert. In (a) ist für eine um 4° verkippte Kristallachse das Schaltfeld für die Anisotropien $1,316 \text{ MJ/m}^3$, $1,416 \text{ MJ/m}^3$ und $1,516 \text{ MJ/m}^3$ aufgetragen. Für $\phi = 90^\circ$ wird in allen drei Fällen die yz -Ebene gezeigt. Man erkennt, dass das Schaltfeld mit steigender Anisotropie zunimmt. Das Maximum der leichten Achse befindet sich bei $\theta = 0^\circ$ und liegt tiefer als die Maxima der harten Achse. Die leichte Achse ist $\pm 90^\circ$ von den Maxima der harten Achse entfernt. In (b) ist die Schaltfeldverteilung für $\phi = 60^\circ$ bei Verkipfungen der Kristallachse von 6° , 9° bzw. 12° gezeigt. Als Anisotropie wird $1,316 \text{ MJ/m}^3$ gewählt. Die Abstände zwischen den Maxima der leichten und harten Richtungen betragen nicht mehr $\pm 90^\circ$. Zudem befinden sich die Extremwerte auf verschiedenen Schaltfeldniveaus.

der harten und leichten Richtung bei $\pm 90^\circ$ bzw. 0° , jedoch nicht auf demselben Sprungfeldniveau. Das externe Feld steht in der harten Richtung (in dieser Geometrie parallel zur y -Achse) senkrecht zur leichten Achse, während es für $\theta = 0^\circ$ (parallel zur z -Achse) einen Winkel $\neq 0$ mit der leichten Richtung einschließt. Diese Abweichung vom Stoner-Wohlfarth-Modell führt zu unterschiedlich hohen Schaltfeldern an den markanten Punkten. In der nebenstehenden Abb. 4.19b werden für $\phi = 60^\circ$ die Schaltfelder für die Verkipfungen von 6° , 9° bzw. 12° dargestellt. Anhand dieser Abb., in der die Feldrichtung einen beliebigen Winkel mit der verkippten leichten Achse einschließt, werden die markanten Abweichungen aus der Schaltfeldverteilung 4.9 zum Stoner-Wohlfarth-Modell deutlich. Die Maxima liegen nicht an den erwarteten Punkten und befinden sich nicht auf den gleichen Sprungfeldniveaus. Die Kurven sind zudem nach rechts unten verzerrt. Diese Merkmale finden sich in den winkelabhängigen Schaltfeldern, die experimentell bestimmt worden sind, wieder und sind somit auf die verkippte Kristallachse und den daraus geometrischen Schlussfolgerungen zurückzuführen.

Auch wenn nicht alle experimentell gefundenen Eigenschaften erklärt werden können, kann auf Grundlage des Stoner-Wohlfarth-Modells mit der Erweiterung um eine verkippte Achse das Verständnis der experimentellen Ergebnisse erweitert werden. Mit Hilfe Thiavilles theoretischer Überlegungen kann die komplette Winkelabhängigkeit des Schaltfeldes einer zylinderförmigen Nanostruktur mit verkippter Kristallachse in allen drei Dimensionen berechnet werden. Das abgeleitete Modell ist in der Lage, die Verkipfung und das elliptische Schaltverhalten in der harten Ebene der von den Kollegen S. Freercks und C. Thönnißen gemess-

senen Schaltfeldastroide zu erklären. Features im winkelabhängigen Schaltfeld der Nanostrukturen können mit Schnitten durch die berechnete Astroide qualitativ erklärt werden. Die verkippte Achse kann letztendlich als eine Eigenschaft der Nanostruktur aufgefasst werden und ist bei den folgenden Untersuchungen zum magnetischen Moment, der Anisotropie und der Wechselwirkung stets zu berücksichtigen.

4.5 Das magnetische Moment einer Nanostruktur

Im folgenden Abschnitt werden für die Proben **P1** und **P2** die magnetischen Momente einer Nanostruktur bestimmt. Es werden zwei verschiedene Vorgehensweisen gewählt. Die Idee des ersten Ansatzes basiert auf der Variation des externen Feldes entlang der leichten Achse eines thermisch aktiven Nanopunktes. Das Besetzungsverhältnis ändert sich mit dem Feld und liefert das magnetische Moment. Im zweiten Ansatz wird eine geblockte Struktur mit Hilfe von externen Feldern nahe der harten Achse destabilisiert. Eine Winkelvariation weniger Grad führt zu einer Besetzungsänderung, aus der wiederum auf das Moment geschlossen werden kann.

4.5.1 Bestimmung des magnetischen Momentes im superparamagnetischen Bereich

Die Probe **P1** wird zunächst in einem Zustand präpariert, in dem zwei der drei Nanostrukturen in dieselbe Richtung zeigen und thermisch stabil sind, während sich die dritte superparamagnetisch verhält. Im Anschluss wird die Probe in den Aufbau eingebaut, welcher einen feldfreien Raum gewährleistet (siehe Abs. 4.2). Mit Hilfe einer Luftspule wird nun entlang der leichten Achse³⁶ ein Feld angelegt. Dieses externe Magnetfeld verschiebt die Besetzung des thermisch angeregten Nanopunktes entsprechend der in Abschnitt 2.5 dargestellten Abhängigkeiten. Anders ausgedrückt, erhöht bzw. verringert die Zeeman-Energie, welche das Moment der Struktur im externen Feld spürt, die Besetzungswahrscheinlichkeit des einen bzw. anderen Niveaus. Dies folgt aus dem Néel-Brown-Gesetz [76] und wird unter anderem in Ref. [238] ausgenutzt. Unter der Annahme, dass ein Stoner-Wohlfarth-Partikel vorliegt, kann mit Hilfe von Gleichung 2.24 bzw. 2.26 für ein konstantes τ_0 das Verhältnis

$$\frac{\tau_+ - \tau_-}{\tau_+ + \tau_-} = \tanh\left(2h \cdot \frac{KV}{k_B T}\right) = \tanh\left(\frac{\mu B}{k_B T}\right) \quad (4.19)$$

³⁶Die leichten Achse fällt im Idealfall mit der Filmmormalen, hier die z -Achse, überein. Im Experiment ist jedoch davon auszugehen, dass Winkelfehler von 1° bis 3° unvermeidlich sind. Zudem kann zusätzlich eine leichte verkippte Achse angenommen werden. Diese Effekte spielen in der folgenden Betrachtung eine untergeordnete Rolle, da aufgrund des kleinen Winkelfehlers nur ein Bruchteil des externen Feldes senkrecht und nicht parallel zur leichten Achse steht.

Kapitel 4 Wechselwirkung zwischen Nanostrukturen in einer Dreiecksgeometrie

bestimmt werden (vgl. z. B. Ref. [239]). Das Verhältnis der Differenz und der Summe der Verweilzeiten spiegelt die mittlere Magnetisierung bezüglich der z -Achse wieder. Dieser Sachverhalt wird von Sinwani et al. [69] ausgenutzt, um an Hand superparamagnetischer Fluktuationen auf das magnetische Volumen der Struktur zu schließen. Analog dazu kann der natürliche Logarithmus des Verhältnisses der Verweilzeiten

$$\ln\left(\frac{\tau_+}{\tau_-}\right) = 2 \cdot \frac{\mu B}{k_B T} \quad (4.20)$$

bestimmt werden. In beiden Fällen ist dabei zu bedenken, dass jeweils nur die zwei Zustände parallel bzw. antiparallel zur z -Achse erlaubt sind. An dieser Stelle muss erwähnt werden, dass die Vorfaktoren der Verweilzeiten τ_+ und τ_- streng genommen nicht konstant sind. Sie hängen unter anderem von der Anisotropie K und dem externen Feld B ab. Nimmt man für die Schaltrate den Ausdruck nach Brown mit den entsprechenden Vorfaktoren aus Gl. 2.27 an und betrachtet den Logarithmus des Quotienten τ_+/τ_- , so ergibt sich

$$\ln\left(\frac{\tau_+}{\tau_-}\right) = \ln\left(\frac{1 - B/\mu_0 H_K}{1 + B/\mu_0 H_K}\right) + \underbrace{\ln\left(\exp\left(\frac{\Delta E_+ - \Delta E_-}{k_B T}\right)\right)}_{2 \cdot \mu B/k_B T} \quad (4.21)$$

Gleichung 4.21 unterscheidet sich somit von Gleichung 4.20 durch einen zusätzlichen Beitrag, der nicht null ist, da die Vorfaktoren von τ_+ und τ_- verschieden und nicht konstant sind. Für einen typischen Wert von $H_K = 220\,000$ A/m zeigt sich, dass der Quotient der Vorfaktoren bei 10 mT bereits eine Änderung von $\approx 7,0\%$ aufweist. Betrachtet man hingegen, um wie viel der Ausdruck mit konstanten τ_0 4.20 vom Ausdruck mit veränderlichem τ_0 4.21 abweicht, indem man ihr Verhältnis bildet, so ergibt sich bei 10 mT eine Abweichung von $\approx 2,6\%$. Es wird $\sigma = 20$ und $H_K = 220\,000$ A/m angenommen. Die Vorfaktoren fallen demnach kaum ins Gewicht. Auch für das Verhältnis der Schaltzeiten entsprechend Gl. 4.19 sind die Unterschiede $< 2,6\%$, wenn die Vorfaktoren berücksichtigt werden. Verglichen mit den exakten Ausdrücken der Schaltraten (siehe Gl. 2.31 u. 2.32) nach Coffey und Kalmykov, weichen die Ausdrücke 4.19 und 4.20, die ein konstantes τ_0 annehmen, um $\approx 3,4\%$ ab. Die Berücksichtigung des Vorfaktors ist somit berechtigt, da ein System endlicher Anisotropie und Temperatur vorliegt. Im Falle $K \rightarrow \infty$ wäre das Besetzungsverhältnis beider Niveaus im thermodynamischen Gleichgewicht durch den Quotienten der Boltzmann-Faktoren der Energieniveaus gegeben. Dieses Zweiniveausystem (Ising-System) ist im Falle endlicher Anisotropie und Temperatur nicht gewährleistet. Zustände um die leichte Achse sind wahrscheinlich, und führen zu einer Abweichung vom Ising-Modell. Diese Abweichung wird vom Vorfaktor berücksichtigt. Für $K \rightarrow \infty$ geht der Quotient $\tau_{0+}/\tau_{0-} \rightarrow 1$. Ohne die uniaxiale Anisotropie wäre eine Beschreibung der mittleren Magnetisierung durch die Langevin-Funktion zweckmäßig. Für eine ausreichend große Anisotropie geht

4.5 Das magnetische Moment einer Nanostruktur

die „modifizierte Langevin-Funktion“ in den Tangens Hyperbolicus über (vgl. Abs. 2.4), da Zustände, die nicht parallel bzw. antiparallel zur leichten Achse ausgerichtet sind, extrem unwahrscheinlich werden. Da der AHE nach Gleichung 2.40 proportional zu M_z ist, könnte mit unendlich feiner Auflösung die z -Komponente eines jeden Zustands der Magnetisierung gemessen werden. Bei ausreichend großer Messzeit könnten auch unwahrscheinlichere Zustände detektiert werden. Das Auszählen der Zustände im Experiment ist diskret (vgl. Abs. 4.3.4), d. h. entweder befindet sich die Struktur im oberen (+) oder im unteren Niveau (-). Eine genauere Auflösung der Zustände ist nicht möglich. Das Telegraphenrauschen liefert mit der Zeit, in der die Struktur im oberen bzw. unteren Niveau ist, normiert auf die gesamte Messzeit, ein Maß für die Wahrscheinlichkeit die Struktur in dem einen oder anderen Niveau zu finden³⁷. Somit gilt der Zusammenhang

$$p_{+,-} \equiv \frac{\tau_{+,-}}{\tau_+ + \tau_-} \quad (4.22)$$

Für das jeweils angelegte Feld werden an Hand des Telegraphenrauschens die Verweilzeiten der beiden Niveaus und somit deren Besetzungswahrscheinlichkeiten ermittelt. Gleiches gilt analog für das untere Niveau. Daher kann zu jedem Feld eine Aussage über die Besetzungswahrscheinlichkeit bzw. unter Verwendung von Gl. 4.19 die mittlere Magnetisierung normiert auf die Sättigungsmagnetisierung getroffen werden.

$$\langle \mu_z \rangle = \mu \cdot p_+ - \mu \cdot p_- \Leftrightarrow \frac{\langle M_z \rangle}{M_s} = \frac{\tau_+ - \tau_-}{\tau_+ + \tau_-} \quad (4.23)$$

Dies ist in Abb. 4.20 aufgetragen. Die Temperatur des Systems beträgt 220 K. Die Anpassung der Messwerte geschieht mit Hilfe der Langevin-Gleichung und des Tangens Hyperbolicus. Wie an Hand Abb. 4.20 ersichtlich wird, schlägt die Anpassung der Langevin-Gleichung fehl. Sie misslingt sowohl für die Punkte um den Koordinatensprung (—) als auch für die äußeren Punkte (—). Lediglich der Tangens Hyperbolicus (—) vermag den Verlauf aller Messpunkte wiederzugeben. Des Weiteren liefert eine Auftragung entsprechend Gleichung 4.20 einen linearen Zusammenhang zwischen dem natürlichen Logarithmus des Verhältnisses der Verweilzeiten und dem angelegten Feld. Das aus der Steigung ermittelte Moment stimmt mit dem Moment, welches aus dem Tangens Hyperbolicus-Fit gewonnen wird, überein. Die Messung wird für zwei weitere Temperaturen 210 K und 230 K durchgeführt. Ein signifikanter Unterschied in der Besetzung kann in diesem Temperaturfenster nicht festgestellt werden. Lediglich die Schaltrate nimmt mit sinkender Temperatur ab, was zu einer geringeren Statistik und einem größeren Fehler führt³⁸. Die Anpassung von Gleichung 4.19 an die Messdaten

³⁷Da nur ein Teilchen betrachtet wird, müssen genügend Schaltereignisse stattgefunden haben, damit ein thermodynamisches Gleichgewicht angenommen werden kann.

³⁸In diesem Fall muss ggf. die Messzeit entsprechend verlängert werden.

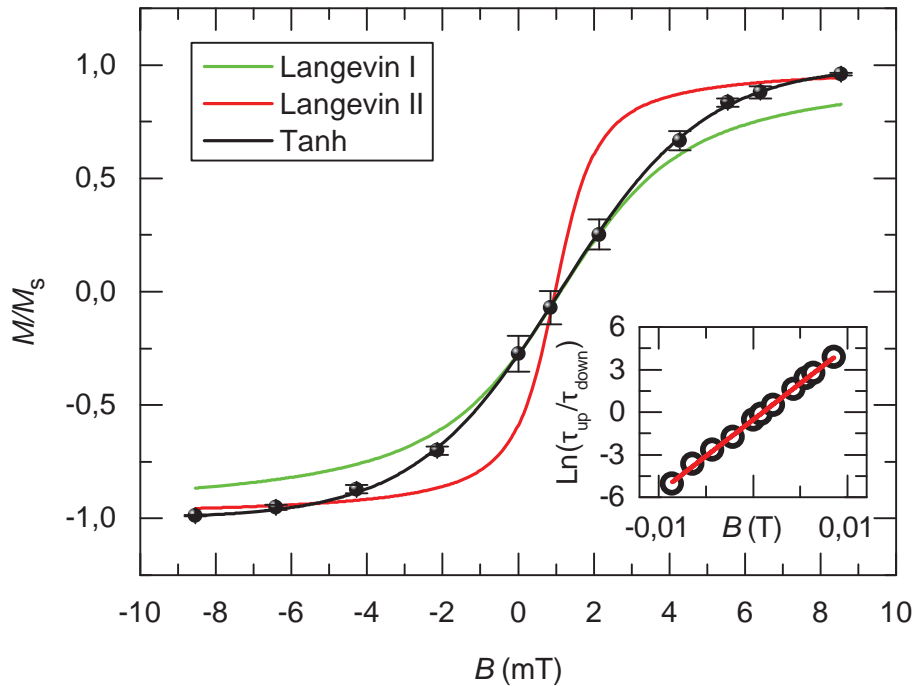


Abb. 4.20: Entsprechend Gleichung 4.19 werden bei $T = 220$ K die Verhältnisse der Differenz und Summe der Verweilzeiten (schwarze Messpunkte) für jeden Wert des externen Feldes der Luftspulen aufgetragen. Die Anpassung der Daten erfolgt mit Hilfe der Langevin-Gleichung und mittels Tangens Hyperbolicus. Anhand der Grafik erkennt man, dass die Anpassung mittels Langevin fehlschlägt. Beschränkt man die Langevin-Anpassung auf Messpunkte für kleine Felder (—), passt der Fit nicht für Messpunkte höherer Felder. Berücksichtigt man auch die letzteren Punkte (—), kann der lineare Verlauf um den Koordinatenursprung nicht angepasst werden. Der Tangens Hyperbolicus (—) hingegen gibt alle gemessenen Punkte sehr gut wieder. Für den Langevin-Fit I ergibt sich ein Moment $\mu_{LI} = (23,5 \pm 0,2) \cdot 10^{-19} \text{ Am}^2$, für den Langevin-Fit II ein Moment $\mu_{LII} = (72,2 \pm 18,7) \text{ Am}^2$ und schließlich erhält man für den Tangens Hyperbolicus-Fit ein Moment $\mu_T = (7,9 \pm 0,1) \cdot 10^{-19} \text{ Am}^2$. Dies führt mit $M_s = 1,44 \cdot 10^6 \text{ A/m}$ und einer Kobaltschichtdicke von $d = 1,0 \text{ nm}$ zu Radii von $r(\mu_{LI}) = (22,8 \pm 1,9) \text{ nm}$, $r(\mu_{LII}) = (40,0 \pm 20,3) \text{ nm}$ und $r(\mu_T) = (13,2 \pm 1,3) \text{ nm}$. Im Insert ist der natürliche Logarithmus des Verhältnisses der Verweilzeiten dargestellt. Die lineare Abhängigkeit vom externen Feld gemäß Gl. 4.20 ist zu erkennen. Der Anstieg der linearen Anpassung liefert das gleiche magnetische Moment, wie der Tanh-Fit.

4.5 Das magnetische Moment einer Nanostruktur

Temperatur (K)	mag. Moment (Am^2)	Radius (nm)	ΔU (nV)
210	$(6,8 \pm 0,4) \cdot 10^{-19}$	$12,2 \pm 0,3$	$229,1 \pm 3,5$
220	$(7,9 \pm 0,1) \cdot 10^{-19}$	$13,2 \pm 0,1$	$229,4 \pm 4,4$
230	$(7,9 \pm 0,1) \cdot 10^{-19}$	$13,2 \pm 0,2$	$232,8 \pm 5,4$

Tab. 4.4: Berechnete Werte für das magnetische Moment bei drei verschiedenen Temperaturen. Aus dem Sprungverhalten gegen die Zeit werden die Verweilzeiten des jeweiligen Niveaus extrahiert und entsprechend Gl. 4.19 aufgetragen. Die Anpassung an die Messdaten liefert das magnetische Moment, sowie den Radius der Struktur. Zur Bestimmung wird eine Sättigungsmagnetisierung $M_s = 1,44 \cdot 10^6$ A/m für Co angenommen [121]. In diesem engen Temperaturfenster ist keine Abhängigkeit des Momentes sowie der Signalhöhe der Querspannung von der Temperatur zu erkennen. Auffällig ist, dass der ermittelte Radius in etwa einen Faktor zwei gegenüber dem mittels SEM ermittelten Radius von 25 nm zu klein ist.

liefert für drei Temperaturen jeweils das magnetische Moment. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.4 festgehalten. Die ermittelten Radien sind um etwa einen Faktor zwei zu klein, wenn man sie mit dem Radius der Struktur vergleicht, welcher aus SEM-Aufnahmen gewonnen wird. Als mögliche Erklärung können zunächst strukturierungsbedingte Faktoren genannt werden. Die Lackmaske, welche den Film während des Argonsputterns schützt, misst lediglich 40 nm im Durchmesser. Des Weiteren ist davon auszugehen, dass die Lackmaske, die darunter liegende Struktur mit der empfindlichen Co/Pt-Grenzfläche besonders am Rand nicht perfekt schützt. Es ist somit von einer intakten senkrecht magnetisierten Nanostruktur auszugehen, die einen Radius $r_{\text{intakt}} < 20$ nm besitzt. Die Struktur weist im SEM-Bild einen Durchmesser von ca. 50 nm auf. Diese Vergrößerung im Vergleich zur Lackmaske ist auf Redeposition zurückzuführen. Ein weiteres Ergebnis, welches insbesondere in den Kapiteln, die sich mit den Streufeldern sowie der Wechselwirkung zwischen den Strukturen befassen, ist die kleine Verschiebung in der Feldachse von $(1,1 \pm 0,4)$ mT. Da der Aufbau einen feldfreien³⁹ Raum gewährleistet, wird diese Verschiebung auf das Streufeld der anderen beiden Nanostrukturen zurückgeführt.

Zusammenfassend konnte mit Hilfe externer Felder entlang der leichten Achse, die Besetzung einer thermisch aktiven Nanostruktur manipuliert werden. Anhand der feldabhängigen Besetzung, die auf die Zeeman-Energie μB zurückzuführen ist, kann das magnetische Moment bestimmt werden. Bei diesem Ansatz wird eine verkippte Achse sowie der Einfluss der Vorfaktoren vernachlässigt. Der Einfluss wird mit $\approx 3,4\%$ abgeschätzt.

³⁹An dieser Stelle sei auf den Abs. 4.3.2 verwiesen. Feldfrei bedeutet, dass ein Restfeld von ± 1 μT vorliegt.

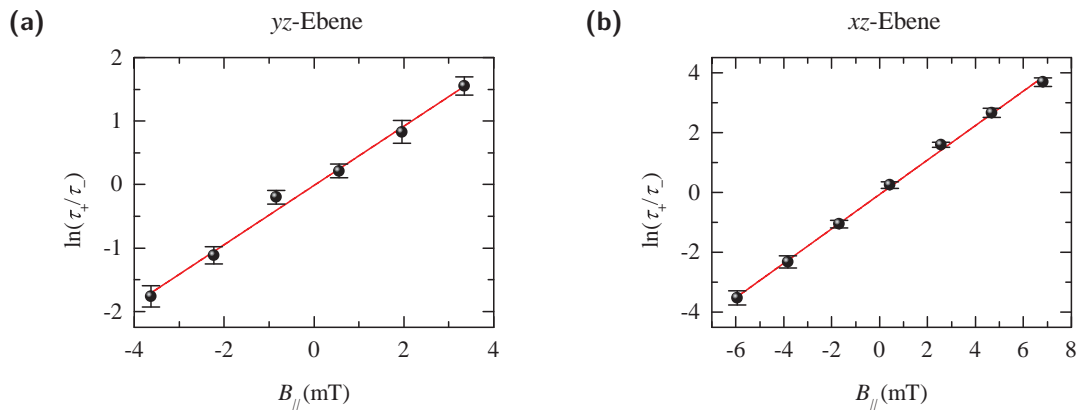


Abb. 4.21: Bezüglich der in Abs. 4.4.3 bestimmten leichten Achse der Magnetisierung von Probe **P2**, kann für beide Ebenen in denen das externe Feld angelegt worden ist, $\ln(\tau_+/\tau_-)$ gegen die parallele Feldkomponente aufgetragen werden. a) In der yz -Ebene wird bei konstanten 80 mT der Winkel des externen Feldes variiert. b) In der xz -Ebene wird dies für -137 mT wiederholt. Die Projektionen auf die leichte Achse ergeben die Parallelkomponente B_{\parallel} . Mittels linearer Regression an die Messdaten können $\mu_{yz} = (8,7 \pm 0,4) \cdot 10^{-19}$ Am² und $\mu_{xz} = (10,7 \pm 0,2) \cdot 10^{-19}$ Am² aus den Anstiegen extrahiert werden.

4.5.2 Abschätzung des magnetischen Momentes einer thermisch geblockten Nanostruktur

Im Gegensatz zu Probe **P1** wird für **P2** ein konstantes externes Feld in der harten Achse angelegt und für wenige Grad variiert. Die untersuchte Struktur ist thermisch geblockt und wird durch das externe Feld destabilisiert. Das resultierende Telegraphenrauschen wird gemessen. Da in Abs. 4.4.3 für **P2** die leichte Achse als Schnitt zweier verschiedener Ebenen, in denen sich die leichte Achse befinden muss, bestimmt worden ist, kann die Parallelkomponente B_{\parallel} zur leichten Achse für jeden Winkel des externen Feldes ermittelt werden. Dies geschieht unter der Annahme, dass in beiden Messgeometrien dieselbe Struktur angeregt wird. Geht man weiterhin davon aus und trägt den natürlichen Logarithmus des Besetzungsverhältnisses gegen B_{\parallel} auf, liefert der Anstieg der resultierenden Geraden nach Gl. 4.20 das magnetische Moment für beide Messebenen. Der lineare Zusammenhang ist in Abb. 4.21 dargestellt. Es wirken gleichzeitig Komponenten parallel und senkrecht zur leichten Achse, sobald das konstante externe Feld aus der harten Richtung gedreht wird. Im Gegensatz zu einem parallel zur leichten Achse angelegtem Feld, sorgt die senkrechte Komponente für eine Reduzierung der Energiebarriere und einer Auslenkung des magnetischen Momentes in Richtung des angelegten Feldes (s. Abs. 2.3.1). Dies hat Einfluss auf die Veränderung des Besetzungsverhältnisses beider Niveaus durch die Parallelkomponente. Der Anstieg beider Geraden ist somit verfälscht und spiegelt ein Moment wieder, das nicht

4.6 Statistischer Ansatz zur Bestimmung der Anisotropie einer Nanostruktur

dem tatsächlichen Moment entspricht⁴⁰. Zusätzlich ist auf Grund der verkippten leichten Achse der Struktur das Verhalten in verschiedenen Messebenen unterschiedlich. Die elliptische Form der Schaltfeldastroide (vgl. Abs. 4.4.4) zeigt, dass das Schaltfeld und somit auch die Anisotropie in der harten Ebene für verschiedene Richtungen unterschiedlich ist. Die Anisotropie geht direkt in die Energiebarriere ein und sorgt somit für ein unterschiedliches Verhalten der Schaltzeiten in den beiden hier gezeigten Messebenen. Die ermittelten Momente sind daher als Richtwerte zu verstehen und geben die typischen Größenordnungen für die in dieser Arbeit verwendeten Strukturen wieder. Die Bestimmung des magnetischen Momentes ergibt $\mu_{yz} = (8,7 \pm 0,4) \cdot 10^{-19} \text{ Am}^2$ mit $r_{yz} = (12,7 \pm 0,3) \text{ nm}$ und $\mu_{xz} = (10,7 \pm 0,2) \cdot 10^{-19} \text{ Am}^2$ mit $r_{xz} = (14,0 \pm 0,1) \text{ nm}$.

Geht man hingegen davon aus, dass in beiden Messebenen unterschiedliche Strukturen angeregt worden sind, werden lediglich die Momente von zwei verschiedenen Strukturen abgeschätzt. Dies ändert jedoch nichts an der Argumentation, dass sich eine Struktur, aufgrund der verkippten Achse, in verschiedenen Messebene unterschiedlich verhält.

4.6 Statistischer Ansatz zur Bestimmung der Anisotropie einer Nanostruktur

Die Bestimmung des magnetischen Moments μ gestaltet sich „relativ einfach“, wenn die Besetzung eines superparamagnetischen Teilchens mit Hilfe eines externen Feldes entlang der leichten Achse manipuliert wird. In diesem Fall eliminiert sich in den Gleichungen 4.19 bzw. 4.20 die Energiebarriere KV und man erhält einen direkten Zugang zum magnetischen Moment. Die Anisotropie der Struktur bleibt jedoch zunächst unzugänglich. Auch eine Anpassung von $\langle M_z \rangle / M_s$ für $\mathbf{B} \parallel \mathbf{e}_z$ nach Gleichung 2.20 im Rahmen der in Abschnitt 2.4 behandelten Theorie liefert keinen zufriedenstellenden Zugang zur Anisotropie der Nanostruktur. Der funktionelle Zusammenhang geht wie beschrieben für $\sigma = KV/k_B T \gg 1$ in den Grenzfall Tangens Hyperbolicus über und hängt nicht mehr von der Barrierenhöhe ab. Da im Temperaturfenster des Experiments für die superparamagnetischen Strukturen $20 < \sigma < 25$ erwartet wird, hat die Barrierenhöhe in der Anpassung der Messdaten keinen signifikanten Einfluss mehr.

Der um die Anisotropie erweiterte Langevin-Formalismus aus Abschnitt 2.4 und die daraus abgeleitete Gleichung 2.19 können u. a. auch dafür verwendet werden, um das Verhalten einer superparamagnetischen Struktur in einem Feld, welches

⁴⁰An dieser Stelle sei auf die demnächst erscheinende Arbeit meines Kollegen C. Thönnißen verwiesen. Er untersucht im Detail wie sich die Besetzung einer Nanostruktur ändert, wenn sich gleichzeitig die senkrechte und parallele Komponente ändern. Damit bildet er numerisch das im Experiment gefundene Verhalten nach, welches durch eine Winkelvariation des externen Feldes nahe der harten Achse erzeugt wird.

in der Nähe der harten Achse angelegt wird, zu studieren. Zusätzlich wird im Anschluss das Verhalten einer geblockten Struktur betrachtet, wenn das externe Feld in die harte Achse gelegt und schrittweise erhöht wird. In beiden Ansätzen kann die Anisotropie einer Nanostruktur abgeschätzt werden.

Feld nahe der harten Achse einer thermisch aktiven Nanostruktur

Liegt das Feld exakt in der harten Achse, gibt es für die z -Komponente eines superparamagnetischen Nanopunktes keine Vorzugsrichtung⁴¹. Die \uparrow - und \downarrow -Zustände sind gleich besetzt und ihr AHE-Signal mittelt sich zu null. Anders verhält es sich, wenn der Winkel des externen Feldes von der harten Achse verschieden ist. Dies führt zu einer sofortigen Symmetriebrechung in der Hall-Messung, da durch die Komponente parallel zur z -Achse \uparrow - gegenüber \downarrow -Zuständen bevorzugt werden⁴². Da die superparamagnetische Struktur sehr schnell ihren Zustand ändert, bildet man den Mittelwert der Magnetisierung ab. Das theoretische Verhalten kann mit Hilfe von Gleichung 2.19 untersucht werden. Für die Betrachtung der z -Komponente muss das Skalarprodukt von $\mathbf{e}_\mu \cdot \mathbf{e}_B$ durch $\cos(\theta)$ ersetzt werden⁴³. Dies führt zu

$$\frac{\langle M_z \rangle}{M_s} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \cos \theta \sin \theta \cdot e^{\sigma(\mathbf{e}_\mu \cdot \mathbf{k})^2 + \xi \mathbf{e}_\mu \cdot \mathbf{e}_B} d\phi d\theta}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \sin \theta \cdot e^{\sigma(\mathbf{e}_\mu \cdot \mathbf{k})^2 + \xi \mathbf{e}_\mu \cdot \mathbf{e}_B} d\phi d\theta} \quad (4.24)$$

Die ϕ -Integration für Nenner und Zähler ist identisch und kann analog zu Gl. 2.22 unter Verwendung der modifizierten Bessel-Funktion erster Ordnung durchgeführt werden

$$\frac{\langle M_z \rangle}{M_s} = \frac{\int_0^\pi \cos \theta \cdot N_2(\sigma, \xi, \theta, \theta_b) d\theta}{\int_0^\pi N_2(\sigma, \xi, \theta, \theta_b) d\theta} \quad (4.25)$$

Legt man ein externes Magnetfeld in der Nähe der harten Achse an und betrachtet ausschließlich die z -Komponente der Magnetisierung, lässt sich unter Verwendung von Gleichung 4.25 der in Abb. 4.22 dargestellte Verlauf realisieren. Im Vergleich dazu erwartet man für eine geblockte Struktur eine Hystereseform entsprechend der Theorie von Stoner und Wohlfarth (vgl. Abs. 2.3, Abb. 2.3). Für den Fall, dass das Feld entlang der harten Achse angelegt wird, sagen Stoner und Wohlfarth eine maximale kohärente Rotation der Magnetisierung für den Hin- und Rückweg voraus. Für den nicht geblockten Fall können alle Zustände angenommen werden. Wie bereits erwähnt, ist die z -Komponente dieser Zustände von Interesse, da auf

⁴¹Im Fall sehr großer Felder liegt die Magnetisierung der Struktur komplett senkrecht zur z -Achse. Das AHE-Signal ist null.

⁴²Dies gilt für positive Felder, die mit der z -Achse einen Winkel $< 90^\circ$ einschließen.

⁴³Das Skalarprodukt im Exponenten bleibt jedoch bestehen, da weiterhin alle möglichen Ausrichtungen des Momentes berücksichtigt werden müssen.

4.6 Statistischer Ansatz zur Bestimmung der Anisotropie einer Nanostruktur

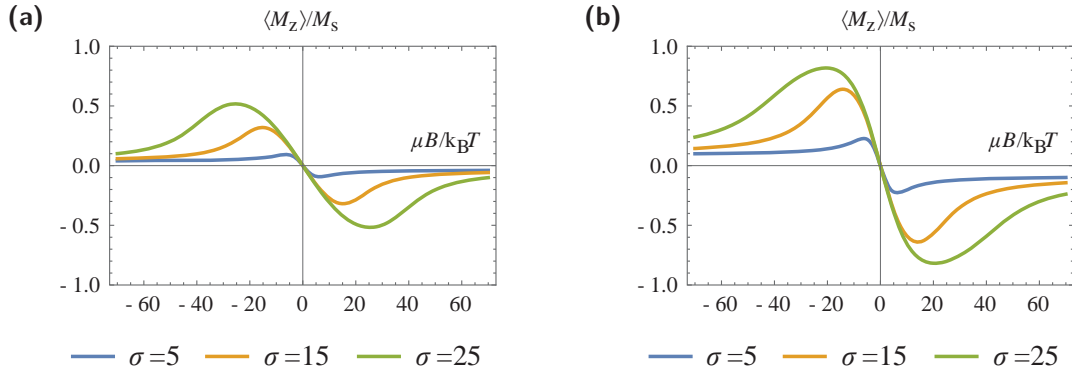


Abb. 4.22: In dieser Abbildung wird das mittlere magnetische Moment in z -Richtung berechnet und gegen das normierte Feld $\xi = \mu B / k_B T$ aufgetragen. Das externe Magnetfeld liegt in a) unter einem Winkel $\theta_B = 92^\circ$ bzw. in b) unter $\theta_B = 95^\circ$ an. In jedem der beiden Teilbilder wird $\sigma = KV / k_B T$ für die Werte 5, 15 und 25 variiert. Der Verlauf lässt sich entsprechend Gleichung 2.19 nachvollziehen. Es gilt hierbei jedoch zu beachten, dass die z -Komponente und nicht die Magnetisierung in Feldrichtung ausgewertet wird. Daher ist das Skalarprodukt zwischen $\mathbf{e}_\mu \cdot \mathbf{e}_B$ durch $\cos(\theta)$ zu ersetzen. θ gibt hierbei den Winkel des magnetischen Momentes bezüglich der z -Achse an.

Grund der Konzeption des Experiments über den AHE ein direkter Zugang zu dieser gegeben ist. In Abb. 4.22 werden mehrere Dinge deutlich. Grundlegend lässt sich zunächst festhalten, dass unabhängig von der Wahl der Parameter $\langle M_z \rangle = 0$ für $B = 0$ gilt. Zustände nahe der leichten Achse sind aufgrund der Anisotropie sowohl für $-\mathbf{M}$ als für $+\mathbf{M}$ gleichermaßen hochwahrscheinlich und mitteln sich zu null. Für ein Feld entlang der harten Achse ist $\langle M_z \rangle$ ebenfalls null. Hier greift dieselbe Begründung. Eine Asymmetrie in der z -Komponente wird erzeugt, wenn B aus der harten Achse ausgelenkt wird. Die minimale Parallelkomponente des Feldes führt zu einer bevorzugten Besetzung der entsprechenden Zustände. Während das Moment angeregt ist und ständig seine Orientierung ändert bzw. einen beliebigen Zustand⁴⁴ einnimmt, unterliegt es permanent dem Wechselspiel aus Anisotropie- und Zeeman-Energie. Dies wird im Boltzman-Faktor berücksichtigt. Der Einfluss der Zeeman-Energie nimmt mit steigendem Feld stetig zu. Da das Moment immer weiter in Richtung des Feldes gezogen wird, kommt es zu einer Abnahme der z -Komponente. Dementsprechend fällt der Anstieg der Kurve in Abb. 4.22a immer geringer aus, bis er schließlich verschwindet. Es bildet sich ein Maximum. Für die entgegengesetzte Feldrichtung bildet sich entsprechend ein Minimum aus. Wird das Feld noch weiter erhöht, werden die Zustände entlang der Feldrichtung immer wahrscheinlicher. Es gilt $\langle M_z \rangle = M_s \cdot \cos(\theta_B)$ für $B \rightarrow \infty$. Der Sättigungswert ist je nach Winkel θ_B des externen Feldes unterschiedlich und wird je nach Stärke der uniaxialen Anisotropie verschieden schnell erreicht (vgl. Abb. 4.22a bzw. 4.22b).

⁴⁴Es sind wiederum alle Zustände möglich. Sie unterscheiden sich in der Wahrscheinlichkeit ihres Auftretens entsprechend des Boltzman-Faktors.

Kapitel 4 Wechselwirkung zwischen Nanostrukturen in einer Dreiecksgeometrie

Des Weiteren werden für zwei Winkel des externen Feldes die Anisotropiewerte variiert. Je größer σ , desto größer $\langle M_z \rangle$ und desto später kommt es zur Umkehr des Kurvenverlaufs. Unabhängig von der Anisotropie sind für den gleichen Winkel die Anstiege für kleine Felder identisch. Ändert man hingegen den Winkel des externen Feldes ändert sich für gleiches K der Anstieg von $\langle M_z \rangle / M_s$. In dieser Geometrie lässt sich im Vergleich zum senkrecht angelegten Feld der Einfluss der Anisotropie besser sichtbar machen. Während im senkrechten Fall die Anisotropie keinen Einfluss mehr hat, spielt sie hier eine Rolle.

Das vorgestellte Modell lässt sich im Experiment nicht 1 : 1 anwenden. Aufgrund der verkippten Achse der Nanostruktur (vgl. Abs. 4.4.2) wird die harte Achse für die hier verwendete Probe⁴⁵ statt bei 90° erst bei 119° gefunden⁴⁶. Das Modell aus Abschnitt 2.4 geht jedoch von einem idealen System mit leichter Anisotropieachse parallel zur z -Achse und einer harten Ebene, welche mit der xy -Ebene übereinfällt, aus. Um den vorhergesagten Verlauf der mittleren Magnetisierung im Experiment zu realisieren, müssen daher Winkel in der Umgebung von 119° verwendet werden. Für drei Winkel $\theta_B = 122^\circ, 125^\circ, 127^\circ$ ist das Hall-Signal gegen das externe Magnetfeld gemessen worden und für 125° normiert in Abb. 4.23 aufgetragen. Die Messwerte der superparamagnetischen Nanostruktur lassen sich mit der Gleichung 4.25 beschreiben und es findet sich in guter Übereinstimmung der durch die Theorie hervorgesagte Verlauf wieder (vgl. Abb. 4.22). Die Anpassung liefert $K_{1,\text{eff,Dot}} = (206,3 \pm 20,1) \text{ kJ/m}^3$ sowie $\mu_{\text{Dot}} = (5,4 \pm 0,5) \cdot 10^{-19} \text{ Am}^2$.

Um die Messkurven zu normieren, wird parallel zur z -Achse das Signal gemessen. Dies ist ebenfalls in Abb. 4.23 als Insert gezeigt. Sobald das Feld erhöht wird, ist die Besetzung der thermisch aktiven Struktur nicht mehr 1 : 1 und man misst netto ein Hall-Signal. Für $B \approx 10 \text{ mT}$ sind die Strukturen typischerweise komplett in ein Niveau gedrückt worden (vgl. Abs. 4.5.1 Bild 4.20). Zusätzlich wirkt sich der normale Hall-Effekt auf das Signal aus. Da AHE und normaler Hall-Effekt in diesem System unterschiedliche Vorzeichen haben (vgl. Abs. 2.7) reduziert der normale Hall-Effekt mit steigendem Feld das Messsignal, während der Beitrag des AHEs konstant bleibt⁴⁷, sobald die Struktur vollständig gesättigt ist. An die Spannungswerte für höhere Felder werden Geraden angepasst, deren Schnittpunkte mit der y -Achse das maximale Signal wiedergeben und einen Normierungsfaktor $U_{\text{max}} = (451 \pm 6) \text{ nV}$ liefern.

Mit Hilfe der vorgestellten Messung können die Parameter K und μ extrahiert werden. Die ermittelten Werte sind unter gewissen Annahmen zu betrachten.

⁴⁵Die Ergebnisse beruhen auf Messungen meiner Arbeitskollegin Eva-Sophie Wilhem. Die verwendete Nanostruktur gehört zur gleichen Probencharge, wie auch die Probe **P1** und besitzt somit eine Co-Schichtdicke von $1,0 \text{ nm}$.

⁴⁶Die harte Achse wird mittels Telegraphenrauschen, welches eine Gleichbesetzung aufweist, bestimmt. Das Telegraphenrauschen wird durch ein Feld in der harten Achse realisiert.

⁴⁷Die parallele Feldkomponente wird bereits für $\approx 10 \text{ mT}$ die 100%ige Besetzung eines Niveaus bewirken. Dennoch liegt das Moment erst für größerer Felder parallel zur z -Achse, da es verkippt ist.

4.6 Statistischer Ansatz zur Bestimmung der Anisotropie einer Nanostruktur

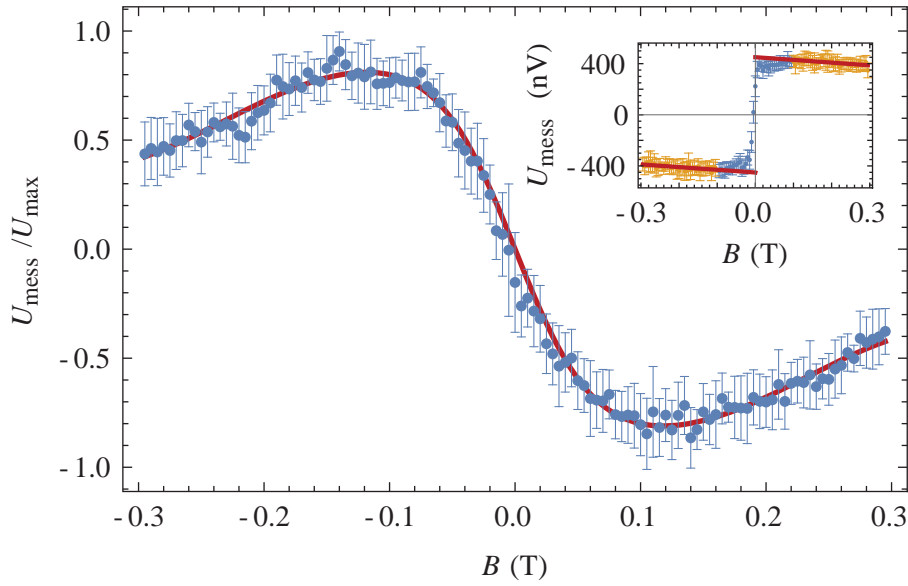


Abb. 4.23: Für eine thermisch angeregte Nanostruktur wird bei $T = 270$ K die Querspannung gegen das Feld, welches 6° neben der harten Achse angelegt ist, aufgetragen. Die Abweichung von der harten Achse erzeugt eine Asymmetrie in der Besetzung der Energieniveaus der Struktur. Der Verlauf der Messkurve kann mit Gleichung 4.25 angepasst werden. Die Anpassung (—) ergibt $\sigma = 20,6 \pm 2,0$ und somit eine effektive Anisotropie der Struktur $K_{1,\text{eff,Dot}} = (206,3 \pm 20,1) \text{ kJ/m}^3$. Das magnetische Moment beträgt $(5,4 \pm 0,5) \cdot 10^{-19} \text{ Am}^2$. Die numerische Anpassung des Winkels liefert mit sehr großer Genauigkeit 6° . Die Spannung ist für positive Felder negativ, da die harte Achse in dieser Messung überschritten ist. Der Insert zeigt die lineare Anpassung der Flanken der 0° -Messung, um den Einfluss des normalen Hall-Effektes zu berücksichtigen. Die Hälfte der Differenz der Schnittpunkte mit der y -Achse ergibt das maximale Signal und somit einen Normierungsfaktor $U_{\text{max}} = (451 \pm 6) \text{ nV}$. Die Rohdaten werden von meiner Kollegin E. Wilhelm bereitgestellt.

Es liegt kein perfektes Stoner-Wohlfarth-Teilchen vor. Anhand der Messungen meiner Arbeitskollegin E. Wilhelm fallen die leichte und harte Richtung nicht mit den theoretisch idealen Werten bei 0° bzw. 90° überein. Die Anpassung des Modells geht hingegen von einem idealen System aus. Welche Auswirkung die verkipppte Achse auf den Kurvenverlauf hat, wird an diesem Punkt nicht weiter verfolgt. Da der Winkel des Feldes, bezogen auf die harte Achse, bekannt ist, bleiben nur noch die zwei Parameter K und μ , welche zudem mit hoher Wahrscheinlichkeit korreliert sind. Da auch die Bestimmung zweier Parameter auf Grundlage einer einzigen Messung wenig belastbar ist, bietet es sich an dieser Stelle an, für verschiedene Winkel θ_B , den Verlauf der Hall-Spannung gegen das Feld auszuwerten. Für $\theta_B = 127^\circ$ liefert die Anpassung der Messdaten innerhalb der Fehler gleiche Werte für K und μ . Des Weiteren konnte meine Kollegin anhand des Telegraphenrauschens das magnetische Moment $\mu = 5,3 \cdot 10^{-19} \text{ Am}^2$ abschätzen. Die Anisotropie des verwendeten Films beträgt $(90,4 \pm 1,9) \text{ kJ/m}^3$

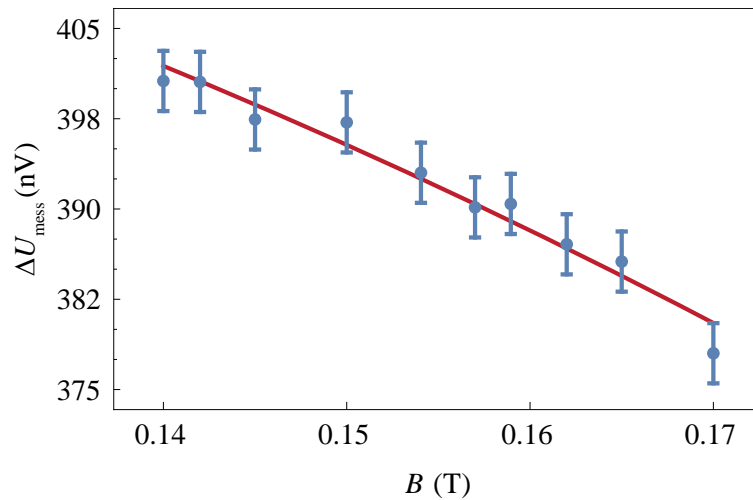


Abb. 4.24: Für die thermisch geblockte Struktur **B** der Probe **P3** wird bei einem Winkel von 71° und Feldstärken von 140 mT bis 170 mT das Telegraphenrauschen gemessen und der Abstand der Spannungsniveaus ΔU_{mess} gegen das Feld aufgetragen. Die Anpassung der Ableitung der freien Energie ergibt eine effektive Anisotropie $K_{1,\text{eff,Dot}} = (233,1 \pm 6,4) \text{ kJ/m}^3$. Die maximale Differenz der Spannungsniveaus beträgt laut Anpassung $\Delta U_{\text{max}} = (444,4 \pm 3,4) \text{ nV}$.

(vgl. Tab. 4.1) und liefert entsprechend der Korrektur⁴⁸ nach Millev [47] ein $K_{1,\text{eff,Dot}} = 232,7 \text{ kJ/m}^3$. Auch dieser Wert liegt im Bereich der aus der Anpassung bestimmten Anisotropien. Er ist jedoch etwas zu hoch. Abschließend lässt sich festhalten, dass die vorgestellte Theorie die gefundenen experimentellen Daten sehr gut erklärt. Die exakte Bestimmung der einzelnen Parameter ist unter Vorbehalt zu betrachten. Die Nanostruktur müsste zunächst hinsichtlich der exakten Lage ihrer verkippten Achse untersucht werden. Diese müsste dann in der Theorie entsprechend berücksichtigt werden, um eine bessere Anpassung an die Messdaten zu ermöglichen. Ein weiterer Faktor ist der normale Hall-Effekt, der sich jedoch erst bei größeren Abweichungen von der idealen harten Achse und hohen Feldern bemerkbar macht. Dennoch ist die hier vorgestellte Betrachtung mindestens in der Lage qualitative Aussagen über K und μ zu treffen.

Feld nahe der harten Achse einer thermisch geblockten Nanostruktur

Im Gegensatz zu der vorherigen Methode wird eine geblockte Struktur mit externen Feldern nahe der harten Achse destabilisiert. Das Telegraphenrauschen der Struktur **B** der Probe **P3** (vgl. Bild 4.27) wird bei einem Winkel von 71° für Feldstärken von 140 mT bis 170 mT gemessen. Während das Telegraphenrauschen aufgenommen wird, befindet sich die Struktur stets in einem der beiden möglichen Niveaus. Histogramme aller Spannungswerte liefern zwei Häufungspunkte, die jeweils mit einer Gauß-Kurve angepasst werden. Das Delta der beiden Häufungspunkte ΔU_{mess}

⁴⁸Dabei wird anhand von SEM-Bildern $r = 20 \text{ nm}$ angenommen.

ergibt aufgrund der großen Anzahl an Messpunkten ein sehr genaues Abbild des Hall-Signals⁴⁹ der Struktur wieder und ist in Abb. 4.24 gegen das Feld aufgetragen. Durch die Erhöhung des externen Feldes, wird das magnetische Moment immer weiter in die Ebene gezogen und bewirkt eine Abnahme des AHE-Signals. Das gemessene Signal bezogen auf das maximale Signal ergibt den Winkel $\theta_{\min} = \arccos(\Delta U_{\text{mess}}/\Delta U_{\text{max}})$, bei dem sich das Moment im energetisch günstigstem Zustand befindet. Die erste Ableitung der Energie ist für diesen Winkel somit gleich null.

$$2K_{1,\text{eff,Dot}} \sin(\theta_{\min}) \cos(\theta_{\min}) - M_s B \sin(\phi - \theta_{\min}) \stackrel{!}{=} 0 \quad (4.26)$$

Die Gleichung 4.26 wird nun numerisch an die gemessenen Spannungen bei jedem Feldwert angepasst, indem $K_{1,\text{eff,Dot}}$ und ΔU_{max} variiert werden. Als Abschätzung für ϕ wird ein Wert gewählt, der maximal 1° bis 2° von der harten Achse abweicht, da bei 140 mT eine Besetzung der beiden Niveaus von 37 % bzw. 63 % vorliegt. Die parallelen Feldkomponenten für diese minimale Abweichung von der harten Achse betragen 2,4 mT bis 4,9 mT und wirken sich entsprechend auf die Besetzung aus (vgl. Abs. 4.5.1). Daher kann $\phi = 88,5^\circ$ als gute Abschätzung in Gl. 4.26 eingesetzt werden. Die Anpassung liefert eine effektive Anisotropie $K_{1,\text{eff,Dot}} = (233,1 \pm 6,4) \text{ kJ/m}^3$ und eine maximale Hall-Spannung $\Delta U_{\text{max}} = (444,4 \pm 3,4) \text{ nV}$.

Anhand des Mittelwertes mehrerer Hysteresen, bei denen das externe Feld parallel zur z -Achse angelegt wird, kann das maximale Hall-Signal der Nanostruktur bestimmt werden. Es beträgt $(467,1 \pm 13,8) \text{ nV}$. Da man sich im Koordinatensystem des Messaufbaus bei einem Winkel von 71° befindet, kann die leichte Achse der Magnetisierung minimal 19° von der z -Achse verkippt sein. Dementsprechend liegt das maximal messbare Spannungssignal unter einem Winkel von 71° bei $\Delta U_{\text{max},71^\circ} = \Delta U_{\text{max},0^\circ} \cdot \sin(19^\circ) = (441,7 \pm 13,0) \text{ nV}$ und somit sehr dicht an dem numerisch bestimmten Wert. Erneut ist darauf hinzuweisen, dass aufgrund der Verkipfung der Magnetisierungsachse die Betrachtung deutlich komplexer als im idealen System ist.

4.7 Magnetostatische Wechselwirkungen

In diesem Abschnitt werden die magnetostatischen Wechselwirkungen des Systems bestehend aus drei Nanostrukturen betrachtet. Für zukünftige Speicher-

⁴⁹Für 165 mT und 170 mT ist das Telegraphenrauschen bereits so schnell, dass die Messmethodik an ihre Grenzen stößt. Innerhalb des Zeitraums, den das Nanovoltmeter benötigt, um einen Messwert aufzunehmen, treten vermehrt mehrere Sprünge auf. Als Resultat liefert das Messgerät Spannungswerte zwischen den eigentlichen Niveaus. Dadurch sind die Flanken der Häufungspunkte unterschiedlich und können mit einem Gauß-Fit nicht mehr zufriedenstellend angepasst werden. Mit Hilfe unveröffentlichter theoretischer Überlegungen meines Kollegen J. Jacobsohn können die Histogramme angepasst und die eigentlichen Häufungspunkte der Niveaus bestimmt werden.

oder Logikelemente, die auf einzelnen magnetischen Nanostrukturen basieren, ist von Interesse, wie sich Nachbarn auf das Verhalten der Einzelstruktur auswirken. Insbesondere die Schaltfeldverteilung steht im Blickpunkt wirtschaftlicher Interessen. Die hauptsächlich wirkende Wechselwirkung ist die in Abs. 2.9 eingeführte Dipol-Dipol-Wechselwirkung. Die Reichweite bzw. die Auswirkungen sind in der Regel für Abstände, die größer als die Strukturabmessung sind, vernachlässigbar [240–244]. Die Wechselwirkung führt u. a. zu einer Scherung der Hysterese [245]. Heße findet für zwei Strukturen **A** und **B** mit den Durchmessern $d_A = (30 \pm 3)$ nm und $d_B = (34 \pm 2)$ nm, welche (105 ± 5) nm voneinander entfernt sind, keine Wechselwirkung [246]. Für die beiden Konfiguration B_\uparrow und B_\downarrow zeigte sich keine Veränderung des Schaltfeldes der Struktur **A**. Neumann et al. zeigen jedoch [237], dass in einem durch externe Felder destabilisierten System, Wechselwirkungseffekte auch auf größeren Längenskalen auftreten können.

Nominell sind die hier verwendeten drei Strukturen identisch, praktisch unterscheiden sie sich jedoch. Die Unterschiede sind durch lokal variierende Filmeigenschaften und durch den Herstellungsprozess bedingt. Die Nanopunkte weisen verschiedene Schaltfelder auf und reagieren unterschiedlich auf thermische Anregung. D. h. sie besitzen unterschiedlich hohe Energiebarrieren. Des Weiteren zeichnen sie sich durch beliebig orientierte Kristallachsen aus (vgl. Abschnitt 4.4). Vor allem die unterschiedlichen Schaltfelder und Signalhöhen erlauben es, die Nanostrukturen im Experiment zu unterscheiden, aber auch einzeln anzusprechen. Die Idee in diesem Abschnitt beruht darauf, je nach Einstellung einer oder zwei Strukturen das Verhalten der anderen beiden bzw. dritten zu studieren. Zunächst wird das Augenmerk auf die Besetzung eines thermisch aktiven Nanopunktes gerichtet, welcher unter dem Einfluss der beiden anderen steht. Neben thermischen Effekten hat erneut die Ausrichtung der Nachbarn einen Einfluss auf die SFD einer Nanostruktur. Dieser macht sich, wie gezeigt wird, nicht nur als reiner Offset bemerkbar. Abschließend wird anhand zweier unterschiedlicher Systeme stark korreliertes bzw. nicht bis wenig korreliertes Schalten vorgestellt.

4.7.1 Magnetostatische Manipulation der Besetzung

In diesem Abschnitt wird gezielt das superparamagnetische Verhalten einer Struktur in Abhängigkeit der Magnetisierungsrichtung der beiden anderen untersucht. Zunächst werden anhand der Hysterese die Schaltfelder aller drei Strukturen ermittelt. Dies geschieht unterhalb der Blockingtemperatur eines jeden Nanopunktes, sodass keine der Strukturen thermisch aktiv ist. Im nächsten Schritt wird die Temperatur sukzessive erhöht, bis eine der Strukturen thermisch instabil wird. In der Regel ist dies die Struktur mit dem kleinsten Schaltfeld. Sie besitzt die geringste Energiebarriere. Sind die Schaltfelder der anderen beiden Strukturen ausreichend voneinander verschieden, können sie mittels externem Feld beliebig

4.7 Magnetostatische Wechselwirkungen

A	C	B_{up} (%)	B_{down} (%)	$\tau_{m,B}$ (s)	B_{offset} (mT)
↑	↑	$41,8 \pm 5,4$	$58,2 \pm 5,4$	$17,4 \pm 2,1$	$-1,0 \pm 0,1$
↑	↓	$42,2 \pm 3,3$	$57,8 \pm 3,3$	$15,9 \pm 1,5$	
↓	↑	$65,2 \pm 3,0$	$34,8 \pm 3,0$	$15,6 \pm 1,4$	
↓	↓	$63,4 \pm 4,1$	$36,6 \pm 4,1$	$16,1 \pm 1,6$	$1,1 \pm 0,4$

Tab. 4.5: Besetzung der thermisch angeregten Struktur **B** bei 220 K in Abhängigkeit der Ausrichtung der beiden geblockten Strukturen **A** und **C**. Für jede Kombination der Orientierung der Strukturen **A** und **C** ist entsprechend Gl. 4.27 die mittlere Verweilzeit τ_m von **B** berechnet worden. Des Weiteren ist der Feldoffset angegeben (vgl. Abs. 4.5), der in den beiden Konfigurationen $\mathbf{A}_\uparrow\mathbf{C}_\uparrow$ und $\mathbf{A}_\downarrow\mathbf{C}_\downarrow$ angewendet werden muss, um eine Gleichbesetzung der Struktur **B** zu erzielen. Der Offset gibt je nach Stellung das wirkende Restfeld von **A** und **C** auf **B**, bezogen auf die Richtung des externen Feldes, an.

eingestellt werden. Für die Probe **P1** ist dies der Fall⁵⁰. Die Eigenschaften der Probe sind im Anhang in Tab. 6.1 aufgelistet. Anhand des in Ref. [167, 168] bzw. in Abschnitt 4.3.5 vorgestellten Verfahrens werden die Signale den Nanostrukturen eindeutig zugeordnet. Im Folgenden wird die thermisch aktive Struktur mit **B** bezeichnet, während die beiden geblockten mit **A** und **C** benannt werden.

Es werden der Reihe nach alle möglichen Orientierungen der geblockten Strukturen eingestellt. Dazu wird das externe Feld jeweils soweit erhöht, dass entweder nur eine der beiden geblockte Strukturen oder beide geschaltet werden. Nachdem die geblockten Strukturen eingestellt sind, wird das externe Feld abgeschaltet und das Telegraphenrauschen der thermisch angeregten Struktur wird gemessen. Um einen feldfreien Raum zu gewährleisten, wird die Probe mit Mu-Metall abgeschirmt. Die Besetzung der aktiven Struktur in Abhängigkeit der geblockten anderen beiden ist in Tabelle 4.5 aufgelistet. Wie man Tabelle 4.5 entnehmen kann, wird die Besetzung der Struktur **B** innerhalb des Fehlers komplett umgekehrt, wenn man **A** und **C** in die entgegengesetzte Richtung auslenkt. So ergibt sich für $\mathbf{B}_{\text{up},\mathbf{A}_\uparrow\mathbf{C}_\uparrow} + \mathbf{B}_{\text{up},\mathbf{A}_\downarrow\mathbf{C}_\downarrow} = 105,2 \pm 6,8$. Für eine Summe $\neq 100$, müssen zusätzlich zu den Streufeldern der Nanostrukturen weitere externe Einflüsse wirken. Diese können innerhalb der Fehler ausgeschlossen werden. Das Telegraphenrauschen für diese beiden Einstellungen ist in Abb. 4.25 zusammen mit dem Histogramm der Spannungswerte gezeigt. Man erkennt deutlich, dass sich die Besetzung der Niveaus von **B** umkehrt, sobald **A** und **C** anders orientiert sind. Des Weiteren fällt auf, dass die Umkehr von **C** nur einen minimalen Einfluss auf die Besetzung von **B** hat. Daher liegt die Vermutung nahe, dass das Moment von **C** sehr schief steht. Dadurch wirkt eine zu vernachlässigende Komponente entlang der leichten

⁵⁰Die Besetzungsabhängigkeit einer thermisch angeregten Struktur von der Orientierung der beiden anderen wird auch für weitere Proben gefunden und gemessen. Generell lies sich für die in dieser Arbeit gewählten Kobaltdicken von 1,0 nm und 1,2 nm und Strukturgrößen $d_{\text{Dot,SEM}} \approx 50$ nm stets eine Struktur thermisch anregen. Zwei Strukturen in einem engen Temperaturfenster anzuregen, sodass ihre Schaltraten parallel messbar sind, gelingt nicht.

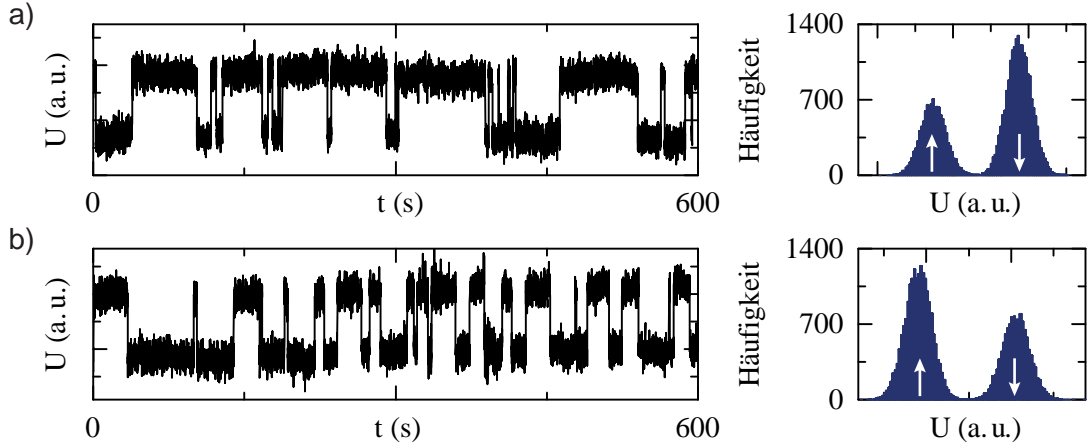


Abb. 4.25: In (a) und (b) sind Ausschnitte von 600 s des Telegraphenrauschens der Struktur **B** für die beiden Konfigurationen $\mathbf{A}_\downarrow\mathbf{C}_\downarrow$ und $\mathbf{A}_\uparrow\mathbf{C}_\uparrow$ gezeigt. Daneben ist jeweils das Histogramm der gesamten Messung dargestellt, aus der sich die Besetzung von 41,8 % zu 58,2 % ($\mathbf{A}_\uparrow\mathbf{C}_\uparrow$) bzw. 63,4 % zu 36,6 % ($\mathbf{A}_\downarrow\mathbf{C}_\downarrow$) der Struktur **B** ergibt. Die Dauer einer Messung beträgt ca. 30 min.

Achse von **B**, wodurch dessen Besetzung im Rahmen der Messauflösung von **C** unbeeinflusst bleibt. Steht **C** sehr schief, sollte sich dies in der Schaltfrequenz bzw. in der mittleren Verweildauer der thermisch angeregten Struktur **B** bemerkbar machen, da dessen Barriere reduziert wird. In der Tat ist eine Abnahme der mittleren Verweildauer⁵¹

$$\tau_m = \sqrt{\tau_+\tau_-} = \tau_0 \exp\left(\frac{1}{k_B T} \left(\frac{\Delta E_+ + \Delta E_-}{2}\right)\right) \quad (4.27)$$

bzw. eine Zunahme der mittleren Schaltrate zu beobachten, sobald **A** und **C** antiparallel zueinander stehen. Die Werte für τ_m sind ebenfalls in Tab. 4.5 aufgeführt. Aufgrund der geringen Statistik liegt diese Änderung jedoch innerhalb der Fehler und es kann keine belastbare Aussage getroffen werden.

Für die hier untersuchte Probe werden in Abs. 4.5 mit Hilfe einer Luftspule Felder im Bereich $-10 \text{ mT} < B_{\text{Spule}} < 10 \text{ mT}$ entlang der leichten Richtung⁵² von **B** angelegt. Für die Einstellungen $\mathbf{A}_\downarrow\mathbf{C}_\downarrow$ bzw. $\mathbf{A}_\uparrow\mathbf{C}_\uparrow$ wird bei $B_{\text{Spule}} = (1,1 \pm 0,4) \text{ mT}$ bzw. $B_{\text{Spule}} = (-1,0 \pm 0,1) \text{ mT}$ eine Gleichbesetzung der superparamagnetischen Struktur **B**. Dieser Offset kann direkt der Summe der Streufelder der beiden Strukturen **A** und **C** auf **B** zugeordnet werden. **A** übernimmt dabei den Hauptanteil. Genauer gesagt kompensiert das Feld der Spule die Streufelder von **A** und **C** entlang der leichten Achse der Struktur **B**. Wären alle Achsen aller drei

⁵¹Die mittlere Verweildauer berechnet sich aus der mittleren Energiebarriere $\frac{\Delta E_+ + \Delta E_-}{2}$. Dabei repräsentiert die Barriere ΔE_\pm die Differenz aus Energiemaximum und dem jeweiligen Minimum (vgl. Abs. 2.3.1). Es wird $\tau_{0,+} = \tau_{0,-} = \tau_0 = \text{konst.}$ angenommen.

⁵²Das Feld wird im Laborsystem parallel zur z -Achse angelegt. Diese ist im Falle einer nicht verkippeten Struktur die leichte Achse des Systems. Es wird angenommen, dass der Einfluss der Verkippung klein ist.

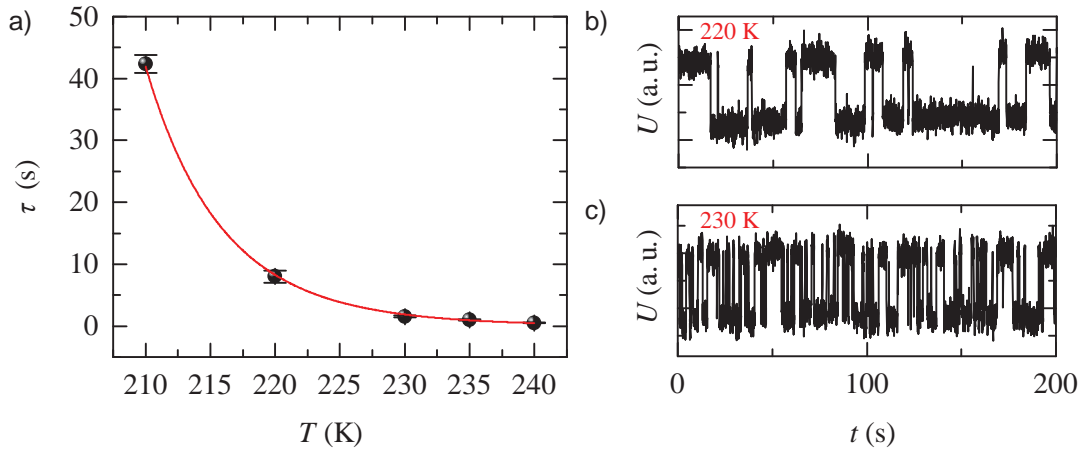


Abb. 4.26: (a) Die Verweilzeit in Abhängigkeit der Temperatur ist dargestellt und lässt sich durch das Néel-Arrhenius-Gesetz beschreiben. Eine Gleichbesetzung der Niveaus des thermisch angeregten Nanopunktes wird durch ein externes angelegtes Feld von ca. 1,1 mT erreicht. Dieses kompensiert das Streufeld der anderen beiden geblockten Strukturen. (b) und (c) zeigen Ausschnitte aus den Messungen des Telegraphenrauschens für 220 K bzw. 230 K.

Strukturen bekannt, könnten exakte Angaben über die Stärke der Streufelder gemacht werden.

Mit Hilfe der Luftspulen wird gezielt das Feld der anderen beiden entlang der leichten Achse von \mathbf{B} neutralisiert und für verschiedene Temperaturen anhand des Telegraphenrauschens die Verweilzeit von \mathbf{B} ermittelt. In Abb. 4.26 ist der Néel-Arrhenius-Fit zusammen mit den Messwerten, sowie Ausschnitte des Telegraphenrauschens dargestellt. Die Fitparameter ergeben $\tau_0 = (1,3 \pm 0,8) \cdot 10^{-14}$ s sowie $KV = (1,03 \pm 0,02) \cdot 10^{-19}$ J. Setzt man das Volumen eines Zylinders mit $r = 13,2$ nm (s. Tab. 4.4) und $h = 1,0$ nm an, so ergibt sich eine Anisotropie der Struktur von $K_{1,\text{eff,DOT}} = (188,7 \pm 3,2)$ kJ/m³. Dieses Ergebnis ist 35 % kleiner als der Wert $K_{1,\text{eff,DOT}} = 286,5$ kJ/m³, welcher durch die Formel von Millev et al. [47] für eine Struktur gleichen Volumens ermittelt worden ist (vgl. Gl. 2.7 sowie Tab. 4.1). Der Vorfaktor ist deutlich kleiner als der in der Literatur verwendete Wert von $1,0 \cdot 10^{-9}$ s [55]. Dies lässt sich durch eine Temperaturabhängigkeit der Anisotropie verstehen [67, 247]. Diese Modifikation ändert KV nur im geringen Maße und kann die Abweichungen in $K_{1,\text{eff,DOT}}$ nicht erklären.

Abschließend lässt sich festhalten, dass gezielt mit der magnetostatischen Wechselwirkung gespielt werden kann, um das Verhalten einer thermisch angeregten Nanostruktur zu manipulieren. Dies spiegelt sich in ihrer Besetzung und Schaltzeit wieder. Zugleich dient diese Struktur als Sonde für den magnetostatischen Einfluss der Nachbarn. Ist der Einfluss bekannt, kann er durch externe Felder aufgehoben werden. Des Weiteren bleibt festzuhalten, dass die hier betrachteten Nanostrukturen sehr empfindlich auf externe Einflüsse reagieren. Temperaturstabilität und ein feldfreier Raum sind extrem wichtig (vgl. Abs. 4.3.1 und 4.3.2). Außerdem

gilt zu beachten, dass sich die Eigenschaften der Struktur oder Kreuze ändern können. So verringerte sich die Schaltzeit der thermisch aktiven Struktur im Laufe der Untersuchung. Für die Besetzungsexperimente, welche im MOKE-Aufbau stattfinden, sind sie höher, als für jene, die im Aufbau mit den Luftspulen durchgeführt worden sind. Diese Veränderungen treten vor allem auf, wenn die Probe erhitzt wird oder wenn die Stromdichte deutlich erhöht wird [67]. So auch bei dieser Probe⁵³. Die Besetzung der thermisch aktiven Struktur bleibt unverändert, während sich die Schaltzeit reduziert. Dies lässt den Schluss zu, dass sich vor allem die Energiebarriere reduziert hat, die relative Lage der Energieniveaus zueinander jedoch nicht.

4.7.2 Einfluss der magnetostatischen Wechselwirkung auf die Schaltfeldverteilung einer Einzelstruktur

Die magnetostatische Wechselwirkung macht sich neben der Besetzung einer angeregten Struktur auch bei der Schaltfeldverteilung bemerkbar. Vor allem die SFD ist in der Festplattenindustrie von Interesse, um jedes Bit stets zuverlässig schreiben zu können. Die Wechselwirkung der magnetischen Speicherstrukturen untereinander verfälscht die intrinsische SFD [208], weshalb ein Verständnis dieser Wechselwirkung notwendig ist. In der Literatur werden in der Regel Ensemblemessungen durchgeführt [32, 248], im Gegensatz zu den in dieser Arbeit vorgestellten Messungen an einzelnen Strukturen. Um die intrinsische SFD des Systems zu erhalten wird u. a. die $\Delta M(H)$ -Methode verwendet [34, 249–251]. Zwei weitere Methoden sind in Ref. [252] und [35, 253] zu finden. Andere Ansätze, die auf MFM oder MOKE basieren, ermöglichen die Erfassung einzelner Nanoinseln in einem Array. Die Einzel-SFD kann extrahiert und von Wechselwirkungseffekten isoliert werden [36, 254]. Im Gegensatz zur Literatur beleuchten die hier betrachteten Systeme den Einfluss von zwei Nachbarn auf die SFD einer einzelnen Nanostruktur. Wie sich herausstellen wird, ist das kollektive Verhalten nicht eins zu eins auf das Verhalten von Einzelstrukturen umsetzbar. Dafür werden zunächst die verschiedenen Signale in der Magnetisierungskurve den einzelnen Strukturen zugeordnet. Anschließend wird der Einfluss der Wechselwirkung auf die SFD einer einzelnen Struktur ermittelt.

Zuordnung der Signale mit Hilfe von Minorloops

Für Probe **P3** ist in Abb. 4.27 die Hysterese gezeigt. Das externe Feld liegt parallel zur z-Achse, also parallel zur leichten Achse, an. Beginnend bei 80 mT sind alle drei Nanostrukturen gleichermaßen ausgerichtet und befinden sich im

⁵³In dieser Arbeit wurden keine quantitativen Untersuchung bzgl. der Hitzeempfindlichkeit oder der maximalen Stromdichte durchgeführt. Erfahrungsgemäß wurde die Stromdichte unter $1 \cdot 10^{11}$ A/m² gehalten, um Heating und Elektromigration zu vermeiden.

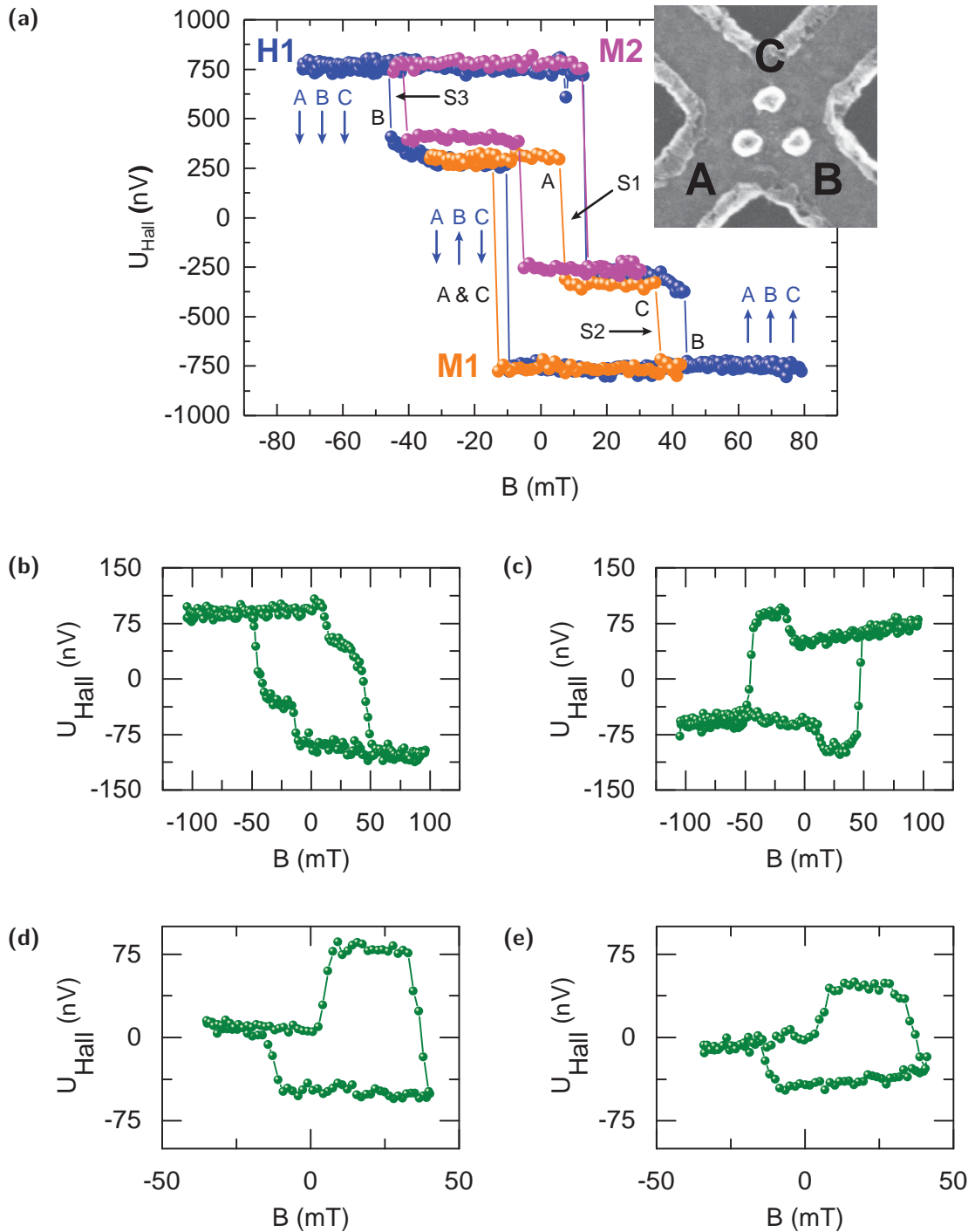


Abb. 4.27: (a) Verlauf der Hysterese **H1** für Probe **P3** bei einem in z -Richtung angelegten Magnetfeld. Zusätzlich sind zwei Minorloops **M1** und **M2** eingezeichnet. Sie verdeutlichen, dass der große Sprung in **H1** in zwei Einzelsprünge aufspaltet. Die Strukturen **A**, **B** und **C** werden mit Hilfe der Übereckmessungen (b) und (c) sowie den Übereckmessungen des Minorloops (d) und (e) den drei Sprungsignalen **S1**, **S2** und **S3** zugeordnet.

unteren Niveau. An diesem Zustand ändert sich nichts bis zum Gegenfeld von ca. -10 mT. An dieser Stelle ändern zwei der Strukturen ihre Ausrichtung. Ihre Magnetisierung kehrt sich um. Bei ca. -50 mT springt schließlich auch die letzte der drei Strukturen⁵⁴. Der Rückweg der Hysterese verhält sich identisch zum Hinweg und zeigt die gleichen Merkmale. Bevor eine weitere Untersuchung des Systems durchgeführt wird, werden die Signale den Strukturen auf dem Hall-Kreuz zugeordnet. Die einzelnen Sprungereignisse werden nach der Reihenfolge ihres Auftretens in der Gesamthysterese **H1** mit **S1**, **S2** und **S3** bezeichnet. **S1** und **S2** können, da zwei Strukturen gleichzeitig springen, zunächst keinem Sprungereignis eindeutig zugeordnet werden. **S3** wird dem Sprungereignis zugeordnet, welches in **H1** das größte Sprungfeld aufweist. Des Weiteren werden anhand des Hall-Kreuzes in Abb. 4.27a die Nanostrukturen mit **A**, **B** und **C** bezeichnet. In der normalen Messgeometrie springen, wie bereits erwähnt, zwei Strukturen unmittelbar nacheinander und erschweren dementsprechend auch die Zuordnung nach der in Abs. 4.3.5 vorgestellten Methode. Das Problem kann mit Hilfe der Minorloops umgangen werden. Hierbei wird keine volle Felddurchlauf (alle Nanostrukturen sind gesprungen) gefahren, sondern nur soweit, dass die Ereignisse **S1** und **S2** stattgefunden haben, **S3** aber nicht. Dadurch ändert sich auf dem Rückweg der Hysterese die Magnetostatik, da die dritte unveränderte Struktur den beiden gesprungenen entgegenwirkt. Wie anhand von **M1** und **M2** in Abb. 4.27 ersichtlich wird, führt die magnetostatische Wechselwirkung zu einem deutlich anderen Sprungverhalten auf dem Rückweg der Hysterese. Das spätere Springen einer der beiden Strukturen kann in Übereckmessungen eines Minorloops ausgenutzt werden, um auch die beiden Strukturen anhand der beschriebenen Methode den Sprungsignalen zuzuordnen. Die Übereckmessungen sowie die zugehörige Übereckmessung der Minorloops sind in Abb. 4.27b und 4.27c bzw. 4.27d und 4.27e gezeigt. Gemäß dem Zuordnungsverfahren werden, nachdem die Hysterese für die normale Messgeometrie aufgenommen worden ist, die Kontakte vertauscht. Zunächst die Kontakte 1 und 3 (K1K3), danach 3 und 4 (K3K4). Die Vertauschung ist stets auf die Ausgangskontaktierung bezogen (vgl. Abb. 4.8). Für jede der beiden Konfigurationen werden Übereckmessungen für die volle Hysterese und eines Minorloops aufgenommen. Die entsprechenden Messkurven sind in Abb. 4.27 gezeigt. Im Verlauf der Hysterese von positivem zu negativem Feld, zeigen alle Strukturen ein positives Sprungsignal. Anhand der ersten Eckmessung (K1K3) und den schematisch eingezeichneten Polaritäten (vgl. Abb. 4.8) wird deutlich, dass Struktur **B** einen Vorzeichenwechsel aufweist, Struktur **C** hingegen nicht. Nanostruktur **A** liegt leicht rechts von der gestrichelten Trennlinie und sollte daher ebenfalls keinen Vorzeichenwechsel aufweisen. In der Eckmessung (4.27b) zeigt **S3** keinen Vorzeichenwechsel und hat somit weiterhin ein positives ΔU . Somit

⁵⁴Zwischen -35 mT und -50 mT ist eine leichte Krümmung im Hall-Signal zu beobachten. Dies deutet Drehprozesse an und ist ein Hinweis dafür, dass mindestens eine der leichten Achsen der Nanostrukturen nicht mit der z-Achse übereinfällt.

	K1K3	K3K4		K1K3	K3K4	K1K3 _{Minor}	K3K4 _{Minor}		Ergebnis
A	-	-		S1	?	?	-	-	A ⇒ S1
B	+	-		S2	?	?	+	+	B ⇒ S3
C	+	+		S3	+	-	n.a.	n.a.	C ⇒ S2

Tab. 4.6: In dieser Tabelle werden die einzelnen Signale den Strukturen auf dem Hall-Kreuz zugeordnet. Für beide Permutationen der Kontaktierung (K1K3 & K3K4) werden für die drei Strukturen **A**, **B** und **C** die Bereiche der Polarität angegeben. Da zwei Strukturen zusammen springen reicht dies für eine eindeutige Zuordnung nicht aus. Aufgrund von Minorloops wird durch die veränderte Magnetostatik der Doppelsprung in zwei einzelne Sprünge (**S1** & **S2**) aufgeteilt. Übereckmessungen ermöglichen nun jedes Sprungereignis einem Polaritätsbereich zuzuordnen. Vergleicht man nun die Bereiche in denen sich jeweils die Strukturen **A**, **B** bzw. **C** befinden mit denen der Sprungereignisse, so kann **A** dem **S1**, **B** dem **S3** und **C** dem **S2** zu geordnet werden.

kommen für diesen nur Struktur **A** und **C** in Betracht. In der zweiten Eckmessung (4.27c) werden für **B** und **C** Vorzeichenwechsel erwartet. Da die Struktur mit dem höchsten Schaltfeld ein negatives ΔU aufweist, kommen nun **B** und **C** als mögliche Strukturen in Frage. Da die Methode eindeutig Signale den Strukturen zuweist, genügen neben der Ausgangsmessung z. B. diese hier gewählten Vertauschungen, um die Signale den Strukturen zuzuordnen. Aus beiden Eckmessungen folgt, dass die Struktur mit dem höchsten Schaltfeld entweder **A** oder **C** bzw. **B** oder **C** sein muss. Da nur **C** beiden gerecht wird, muss dies die Nanostruktur mit dem höchsten Sprungfeld sein. Für die Zuordnung der beiden anderen Strukturen kann auf Grundlage der beiden Eckmessungen zunächst keine Aussage gemacht werden. Auffällig in den Eckmessungen 4.27b und 4.27c ist zunächst, dass das Signal, an der Stelle an der beide Strukturen springen, sehr klein ist. Dies deutet darauf hin, dass sie stets gegenläufige Beiträge zum Signal liefern, oder mindestens eine der beiden aufgrund der Position auf dem Kreuz ein geringes Signal liefert. Betrachtet man hierzu nun die beiden Eckmessungen der Minorloops, wird sofort ersichtlich, dass die beiden Strukturen für die beiden hier gewählten Permutationen der Kontaktierung immer gegenläufig springen und auf dem Hinweg der Übereckhysterese daher ein geringes Signal liefern. Mit Hilfe der Minorloops und der Polaritätsschemata 4.8 aus Abs. 4.3.5 sind für alle Eckmessungen und Eckmessungen der Minorloops die Polaritäten der Strukturen bzw. der Sprungereignisse in Tabelle 4.6 aufgelistet. Zusammenfassend kann Struktur **A** dem Sprungereignis **S1**, **B** dem **S3** und **C** dem **S2** zugeordnet werden.

Schaltfeldverteilung einer Einzelstruktur unter dem Einfluss verschieden orientierter Nachbarn

Nachdem die Strukturen den Signalen zugeordnet sind, kann die Wechselwirkung betrachtet werden. Der auffällige Doppelsprung von **A** und **C** kann, sofern sie

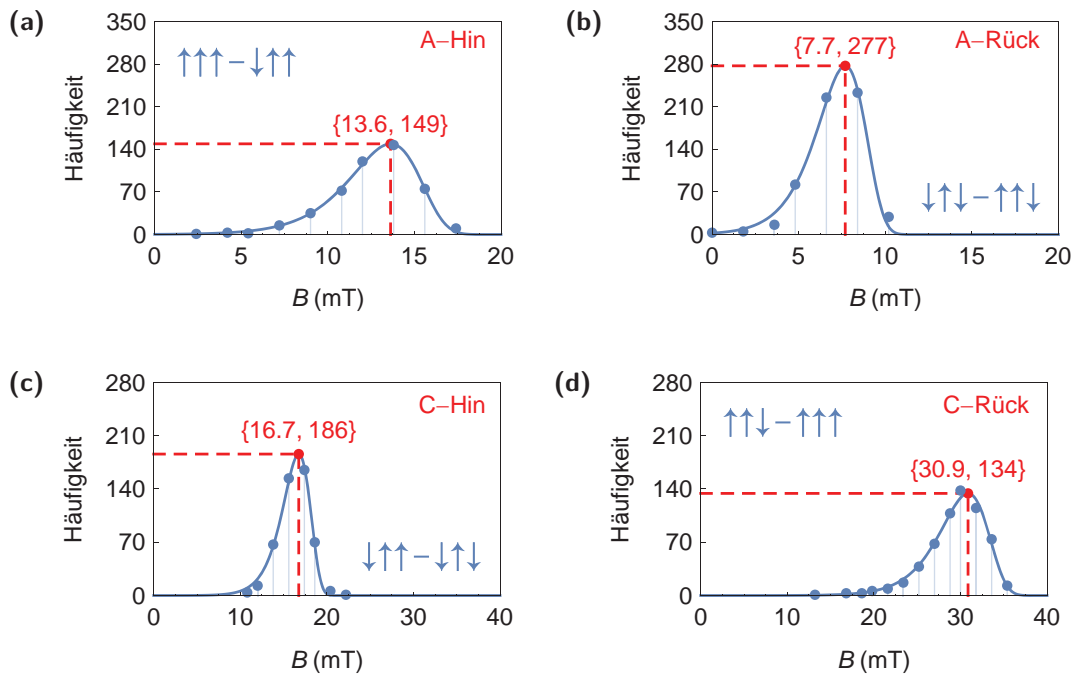


Abb. 4.28: SFDs der Strukturen **A** und **C**, welche aus den Minorloops gewonnen werden. Die Anpassung erfolgt nach Gl. 2.39 und 2.27. Anhand der Anpassung werden die Maxima der SFD von **A** und **C** zu 13,6 mT und 16,7 mT bestimmt. Auf dem Hinweg schalten beide Strukturen zeitgleich oder leicht versetzt. Struktur **A** schaltet stets zuerst. Sprungereignisse, bei denen **A** und **C** gleichzeitig schalten, werden in der Häufigkeitszählung sowohl für **A** als auch **C** nicht berücksichtigt. Auf dem Rückweg unterscheiden sich beide Sprungfelder enorm. **A** schaltet erneut zuerst und mit 7,7 mT früher als auf dem Hinweg. Struktur **C** schaltet hingegen mit 30,9 mT in etwa doppelt so spät. **B** bleibt stets unverändert in der Ausgangsposition.

nicht dasselbe Schaltfeld besitzen, verschiedene Ursachen haben. Als erster Gedanke könnte eine starke magnetische Kopplung beider Strukturen aufgeführt werden, die auf ferromagnetische Rückstände zwischen den Strukturen zurückzuführen wäre. Da solche Rückstände in SEM-Aufnahmen nicht beobachtet werden, und die Strukturen im Minorloop deutlich getrennt voneinander schalten, kann dies ausgeschlossen werden. Eine zweite wahrscheinlichere These ist, dass das Schaltverhalten der Strukturen ein Zusammenspiel der Zeeman-Energie und Dipol-Dipol-Wechselwirkung ist. Die Minorloops ermöglichen es, das Sprungverhalten einzelner Strukturen, abhängig von der Orientierung der anderen zu untersuchen. Daher werden für eine weitere Quantifizierung der Wechselwirkung in 18 Stunden 600 Hysteresen gefahren und die Schaltfeldverteilungen von **A** und **C** bei festem **B** aufgenommen. **A** springt dabei stets vor oder zusammen mit **C**. Anhand dieser Minorloops werden für den Hin- und Rückweg jeweils die Schaltfelder extrahiert. Sie werden ihrer Häufigkeit nach aufgetragen und sind in Abb. 4.28 dargestellt. Die Schaltfeldverteilungen A_{Hin} entspricht dem Übergang⁵⁵ $\uparrow\uparrow\uparrow - \downarrow\uparrow\uparrow$, C_{Hin}

⁵⁵Die Pfeile werden der Reihe nach mit den Strukturen **A**, **B** und **C** identifiziert.

4.7 Magnetostatische Wechselwirkungen

SFD	$\sigma = E_0/k_B T$	H_K (kA/m)	r_{Dot} (nm)
A_{Hin}	$31,31 \pm 0,16$	$86,1 \pm 2,0$	$19,9 \pm 0,3$
C_{Hin}	$35,48 \pm 0,44$	$71,5 \pm 2,3$	$23,3 \pm 0,5$
A_{Rueck}	$29,05 \pm 0,31$	$56,9 \pm 4,2$	$23,6 \pm 1,0$
C_{Rueck}	$37,28 \pm 0,44$	$131,8 \pm 4,1$	$17,6 \pm 0,4$
$(A + C)_{\text{Hin}}$	$33,67 \pm 0,54$	$76,5 \pm 4,0$	
$A_{\text{Sub,Hin}}$	$31,20 \pm 0,13$	$53,7 \pm 0,9$	$25,2 \pm 0,3$
$A_{\text{Sub,Rueck}}$	$28,62 \pm 0,11$	$56,1 \pm 1,4$	$23,6 \pm 0,3$

Tab. 4.7: Hier sind die Ergebnisse der Anpassungen an die SFDs aufgelistet. Die Anpassung erfolgt mit Hilfe von Gl. 2.39. Für die Schaltfrequenz wird der Ausdruck (Gl. 2.26 und 2.27) von Brown verwendet.

dem Übergang $\downarrow\uparrow\uparrow - \downarrow\downarrow\downarrow$, A_{Rueck} dem Übergang $\downarrow\uparrow\downarrow - \uparrow\uparrow\downarrow$ und C_{Rueck} dem Übergang $\uparrow\uparrow\downarrow - \uparrow\uparrow\uparrow$. Zusätzlich werden in ca. 20 Stunden 1000 Subminorloops gefahren. Der Subminorloop ist der Minorloop des Minorloops **M1**. Nachdem **A** auf dem Rückweg gesprungen ist, kehrt man das Feld um, noch bevor **C** schaltet. Dadurch erhält man Hysteresen, bei denen nur **A** schaltet, während **B** und **C** unverändert bleiben. Sie sind antiparallel ausgerichtet.

Die Anpassung der SFD erfolgt gemäß Gl. 2.39. Für die Versuchsfrequenz wird die Darstellung⁵⁶ 2.26 von Brown mit dem Vorfaktor⁵⁷ f_0 entsprechend Gl. 2.27 gewählt. Die Rate, mit der das externe Feld gefahren wird, beträgt $R \approx 1,3 \text{ mT/s}$. Die Anpassung liefert analog zu [255] Werte für die Energiebarriere $E_0 = KV$ und für das Anisotropiefeld H_K . Sie sind in Tabelle 4.7 aufgelistet. Die gewonnenen Parameter sind kritisch zu betrachten, da aufgrund der starken Wechselwirkung mindestens eine Verschiebung der SFDs vorliegt. Zudem wird u. a. der Dämpfungsparameter im Vorfaktor festgesetzt. Des Weiteren sind die beiden Fitparameter σ und H_K stark korreliert⁵⁸. Zur Auswertung der Maxima der SFDs ist die Anpassung jedoch in jedem Fall zweckdienlich. Da auf dem Hinweg **A** und **C** oft zeitgleich springen, wird dieses Schaltereignis in den Häufigkeitszählungen 4.28a und 4.28c nicht berücksichtigt. Bei diesen Ereignissen handelt es sich vermutlich um einen Zweiteilcheneffekt, der eine andere Barrierenhöhe erzeugen kann. Die SFDs bei denen diese Ereignisse mitgezählt werden (**A** & **A + C** sowie **C** & **A + C**), sind zusammen mit den SFDs der Einzelereignisse (**A** bzw. **C**) und der SFD des gemeinsamen Schaltens **A + C** in Abb. 4.29 dargestellt. Man erkennt, dass die gemeinsamen Ereignisse im Mittel später auftreten als **A** und früher als das Einzelspringen von **C**. Die SFDs aus Abb. 4.29a und Abb. 4.29b verdeut-

⁵⁶Gl. 2.26 in Kombination mit dem Vorfaktor 2.27 wird dabei so umgeformt, dass $f = f(\sigma, H_K)$.

⁵⁷Die Konstanten für $\gamma \approx 1,9 \cdot 10^{11} \text{ 1/Ts}$ und $\alpha = 0.3$ werden entsprechend der Vorschläge von Neumann gewählt [67].

⁵⁸Beide Fitparameter sind laut Fitprogramm stark negativ korreliert. Dies wird in der Fehlerrechnung berücksichtigt.

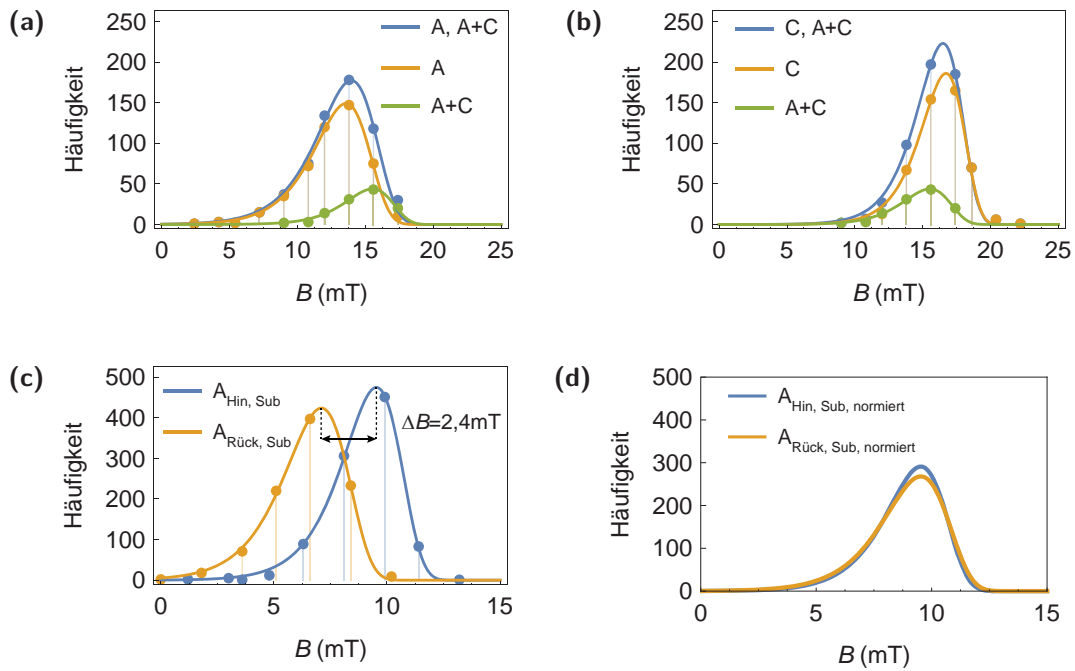


Abb. 4.29: In (a) und (b) sind die kombinierten Schaltfeldverteilungen der Nanostrukturen **A** & **A + C** sowie **C** & **A + C**, welche aus den Minorloops gewonnen werden, gezeigt. Die kleinste SFD entspricht den Schaltereignissen, bei denen **A** und **C** innerhalb der Messauflösung zusammen springen $\uparrow\uparrow\uparrow - \downarrow\downarrow\downarrow$. In (c) und (d) sind die SFDs der Struktur **A** dargestellt, die aus den Subminorloops gewonnen werden. Die Schaltereignisse resultieren aus den Übergängen $\uparrow\uparrow\downarrow - \downarrow\downarrow\downarrow$ bzw. $\downarrow\downarrow\downarrow - \uparrow\uparrow\downarrow$. In den Minorloops bleibt **B** unverändert und in den Subminorloops bleiben sowohl **B** als auch **C** in ihrer Ausgangsposition.

lichen dies. Zusätzlich sind in Abb. 4.29 für den Hin- und Rückweg die SFDs der Struktur **A** aufgetragen, welche aus den Subminorloops gewonnen werden. Die SFDs entsprechen den Übergängen $\uparrow\uparrow\downarrow - \downarrow\downarrow\downarrow$ (Hinweg) bzw. $\downarrow\downarrow\downarrow - \uparrow\uparrow\downarrow$ (Rückweg). In Abb. 4.29d sind beide SFD von **A** auf ihren Flächeninhalt normiert und verschoben dargestellt. Sie überlagern sich nahezu. Das ΔB der Maxima der SFDs für den Hin- und Rückweg beträgt 2,4 mT. Die gefundenen Ergebnisse werden im folgenden Absatz diskutiert.

Diskussion der Ergebnisse

In einem Ensemble von Teilchen gibt es zunächst eine Verteilung der Sprungfelder aufgrund unterschiedlicher Eigenschaften der Partikel. Diese intrinsischen Eigenschaften sind vor allem auf die Anisotropie, das Volumen und die Richtung der leichten Achse zurückzuführen [200, 208, 256, 257]. Die SFD kann auch vom Winkel des angelegten Feldes abhängen [258]. Des Weiteren ist die Sprungfeldverteilung einer einzelnen Struktur thermisch verschmiert. Vernachlässigt man die Unterschiede der Partikel und geht von n identischen nicht wechselwirkenden

Teilchen⁵⁹ aus, so erhält man lediglich eine thermisch motivierte SFD. Dürfen diese Partikel wechselwirken, werden die ersten Schaltereignisse⁶⁰ früher zu beobachten sein, als dies noch zuvor im wechselwirkungsfreien Beispiel der Fall gewesen ist. Die Magnetostatik bevorzugt eine antiparallele Stellung, um Streufelder zu minimieren [259, 260] und forciert ein Schalten. Das System wird stabiler [261]. Sobald genauso viele Strukturen parallel wie antiparallel stehen, befindet sich das System im magnetostatischen Minimum. Mit jedem weiteren Partikel, welches umschaltet, nimmt die Streufeldenergie wieder zu. Daher werden die folgenden Partikel eher später schalten als ohne Wechselwirkung. Das Schaltverhalten, insbesondere das Schaltfeld, wird dementsprechend durch die Nachbarn beeinflusst [262]. In der Literatur wird eine Verbreiterung der SFD aufgrund von magnetostatischer Wechselwirkung beobachtet und durch die vorangegangenen Argumente erklärt [30, 263, 264]. Auch mit Hilfe von Monte Carlo Simulationen wird eine Verbreiterung der SFD gefunden [259]. Für BPM steht eine schmale SFD im Fokus [33]. Die Wechselwirkung muss u. a. reduziert werden, um diese schmaler zu machen [31]. Dazu kann der Abstand und das Moment verändert werden. Wird der Abstand zu groß, wird die gewünschte Speicherdichte nicht erreicht. Wird das Moment zu klein, reduziert sich das Signal der Struktur.

Für das hier dargestellte System ist obige Argumentation nicht anwendbar. Die Effekte der Wechselwirkung auf die SFD werden für ein Ensemble von Teilchen betrachtet. Hier ändert sich jedoch die SFD einer Einzelstruktur. Des Weiteren werden in der Literatur unterschiedliche SFDs einzelner Strukturen mit unterschiedlichen Eigenschaften der betreffenden Strukturen begründet [255]. Im Fall des hier vorliegenden Systems ändert sich jedoch die SFD ein und desselben Teilchens in Abhängigkeit der Ausrichtung der anderen beiden. So erfährt die SFD der Struktur **C** auf dem Rückweg $\uparrow\uparrow\downarrow - \uparrow\uparrow\uparrow$ im Vergleich zu ihrer SFD auf dem Hinweg $\downarrow\uparrow\uparrow - \downarrow\uparrow\downarrow$ eine Verschiebung sowie eine Verbreiterung. Die Stellung der Strukturen **A** und **B** ist stets parallel auf dem Rückweg und antiparallel auf dem Hinweg der Hysterese. In Beiden Fällen kann ein resultierendes Offsetfeld der Strukturen **A** und **B** betrachtet werden, welches sich für den Hin und Rückweg zwar unterscheidet, die SFD aber lediglich verschieben, nicht jedoch ihre Form ändern sollte. Für eine mögliche Erklärung muss man berücksichtigen, dass zwei Effekte auf die Struktur wirken. Zum einen bewirken die Parallelkomponenten von **A** und **B**, dass sich die Besetzungsniveaus von **C** gegeneinander verschieben. Auf dem Rückweg ist dieser Beitrag maximal. **C** wird stabilisiert und schaltet im Mittel später. Auf dem Hinweg ist diese Komponente minimiert. **C** kann früher seinen Zustand ändern. Zum anderen wirkt auf Grund der Schiefstellung der Strukturen eine senkrechte Komponente bezogen auf die leichte Achse von **C**. Je

⁵⁹Analog zum Schalten von n identischen Teilchen kann n -mal das Schalten eines Teilchens beobachtet werden.

⁶⁰Es wird angenommen, dass zunächst alle Teilchen in dieselbe Richtung zeigen. Ein externes Feld wird antiparallel angelegt und sukzessive erhöht.

größer diese ist, desto stärker wird die Energiebarriere herabgesetzt. Die σ -Werte 35,48 für C_{Hin} und 37,28 für C_{Rueck} sind ein Indiz dafür, dass die Senkrechtkomponenten von **A** und **B** auf dem Hinweg einen stärkeren Einfluss auf **C** haben und seine Energiebarriere reduzieren. Auf dem Rückweg hat **A** seine Orientierung und damit auch seinen senkrechten Einfluss auf **C** umgekehrt. Da σ steigt kann man vermuten, dass **A** und **B** in dieser Konfiguration einen reduzierten Einfluss auf **C** haben. Nach Abb. 2.6 in Abs. 2.6 sorgt eine Vergrößerung der Barriere dafür, dass sich die SFD zu höheren Feldern verschiebt. Eine Verbreiterung kann hauptsächlich durch ein erhöhtes H_K erklärt werden. Warum sich H_K auf dem Rückweg im Vergleich zum Hinweg nahezu verdoppelt, kann zu diesem Zeitpunkt nicht geklärt werden. Die erhöhte Feldkomponente aufgrund der Parallelstellung von **A** und **B** erklärt zumindest das im Mittel deutlich verzögerte Schalten von **C**. Des Weiteren können speziell auf dem Hinweg dynamische Effekte nicht ausgeschlossen werden. Das in diesen Systemen dynamische Effekte auftreten, wird von Neumann et al. [237] gezeigt. Das Schalten von **A** auf dem Hinweg kann die Energielandschaft so verändern, dass für **C** plötzlich Möglichkeiten bestehen, seinen Zustand zu wechseln. Dynamische Prozesse könnten womöglich auch die Ursache sein, warum die SFD von **A** auf dem Rückweg schmaler und zu kleineren Feldern verschoben ist. Die Dipol-Dipol-Wechselwirkung sollte aufgrund der Streufeldreduzierung den Übergang $\mathbf{A}_{\text{Hin}} \uparrow\uparrow\uparrow - \downarrow\uparrow\uparrow$ zu kleineren Feldern, den Übergang $\mathbf{A}_{\text{Rueck}} \downarrow\downarrow\downarrow - \uparrow\uparrow\downarrow$ hingegen zu größeren Feldern verschieben. Die Fitparameter deuten erneut an, dass sich mit σ die Energiebarriere reduziert. Aufgrund der Schiefstellung der drei Strukturen kann daher erneut gemutmaßt werden, dass auf dem Rückweg das Springen von **A** erleichtert wird. Obwohl im Dipol-Dipol-Bild der Energiegewinn des Übergangs für **A** auf dem Hinweg deutlich größer ist, als auf dem Rückweg, kann die zu überwindende Barriere auf dem Rückweg kleiner sein.

Die SFDs der Subminorloops für **A** sind nahezu deckungsgleich, nachdem sie auf ihren Flächeninhalt normiert und auf einander geschoben worden sind. Sie weisen lediglich kleine Unterschiede in der Form auf, welche auf die Statistik zurückzuführen sind. Auf Grundlage der gleichen Form kann geschlossen werden, dass **B** und **C** in diesem Fall rein statisch zu betrachten sind. Die Verschiebung der SFD von $\mathbf{A}_{\text{Sub,Hin}}$ und $\mathbf{A}_{\text{Sub,Rueck}}$ beträgt $\Delta B = 2,4 \text{ mT}$. Geht man davon aus, dass **B** und **C** trotz ihrer antiparallelen Stellung netto ein Restfeld auf **C** erzeugen, so wird dieses die SFD je nach Stellung von **A** zu kleineren bzw. zu größeren Feldern verschieben. Die Verschiebung entspricht also dem doppelten Restfeld von **B** und **C** auf **A** entlang der Achse des extern angelegten Feldes, welches in diesem Fall wie eine Sonde fungiert. Demnach ist $B_{\mathbf{B,C,netto}} = 1,2 \text{ mT}$.

Die Untersuchung der magnetostatischen Wechselwirkung zwischen Nanostrukturen und deren Einfluss auf die Schaltfeldverteilung einer einzelner Nanostruktur ist eine Fragestellung aktueller Forschung und von Bedeutung bei der Herstellung von BPM. Die gefundenen Ergebnisse verdeutlichen, dass die magnetostatischen Wechselwirkungen in einem System bestehend aus drei Strukturen im idealen

Dipol-Dipol-Bild nicht vollends verstanden werden können. Es werden zwei Dinge deutlich. Zum einen erfährt die SFD einer Struktur in Hin- und Rückweg eine Verschiebung, wenn sich die Magnetostatik der Umgebung nicht ändert. Dies deckt sich mit den Beobachtungen der eingangs erwähnten Literatur. Zum anderen ändert sich gravierend die Form (Breite, Höhe, Position) der Schaltfeldverteilung, wenn die Orientierungen der Nachbarn auf Hin- und Rückweg unterschiedlich ist. Als mögliche Ursache wird erneut die verkippte Achse der Magnetisierung herangezogen. Dadurch können auch Streufeldkomponenten in der Ebene existieren, die die Energiebarriere beeinflussen. Es sind aber auch dynamische Prozesse denkbar, die zu einem unerwartetem Verhalten führen können.

4.7.3 Korreliertes Schalten

In diesem Abschnitt wird auf eine weitere Auswirkung der magnetostatischen Wechselwirkung eingegangen. Im Allgemeinen sind die magnetostatischen Wechselwirkungen zu klein, um Schaltprozesse signifikant zu beeinflussen. Damit magnetostatische Effekte eine Rolle spielen können, wird die Barriere der Strukturen mittels externem Feld senkrecht zur leichten Achse der Magnetisierung herabgesetzt (vgl. Abs. 2.3.1). Für die, im vorherigen Abschnitt behandelte Probe **P3**, macht sich die magnetostatische Wechselwirkung nicht nur in der SFD, sondern auch beim Telegraphenrauschen bemerkbar. In Abb. 4.30 ist das Telegraphenrauschen bei einem externen Feld von 28 mT und einem Winkel von 92° abgebildet. Anhand der Sprunghöhen wird deutlich, dass zwei verschiedene Nanostrukturen ihre Orientierung ändern können. Das externe Feld destabilisiert die Strukturen und die vorhandene thermische Energie ist groß genug, um ein Schalten zu ermöglichen. Vergleicht man die Signalhöhen und Spannungsniveaus miteinander, wird ersichtlich, dass sich erneut die beiden Strukturen **A** und **C** im Wechselspiel mit einander befinden. In dieser Konstellation springt jedoch **C** zu erst. Stehen **C** und **B** antiparallel ist die Energielandschaft so verändert, dass Struktur **A** signifikant schalten darf. Ein Springen von **A** wird fast nie (1-mal in 30 min) beobachtet, wenn **C** nicht zuvor gesprungen ist. Zusätzlich ist die Schaltfrequenz der Struktur mit dem größeren Signal deutlich höher, als die der Struktur mit dem kleineren Signal. Da zwei Strukturen aktiv sind, sind theoretisch vier verschiedene Niveaus vorstellbar. Da aber nur drei Niveaus beobachtet werden, kann man daraus schlussfolgern, dass ein Zustand unterdrückt ist. Die Anzahl möglicher Niveaus für eine, zwei oder drei aktive Strukturen sind in Tabelle 4.8 aufgelistet. Lässt man die Feldstärke konstant und ändert den Winkel, können die Wahrscheinlichkeiten, mit denen die Niveaus besetzt sind, verschoben werden. Gleiches geschieht auch, wenn der Winkel konstant bleibt und das externe Feld erhöht wird. Ursache ist auch hier die schiefe Achse der Nanostrukturen. Das externe Feld wirkt auf der einen Seite destabilisierend, auf der anderen verschiebt sie mit einer parallelen Komponente die Energieniveaus immer stärker gegeneinander, bis ein Niveau so

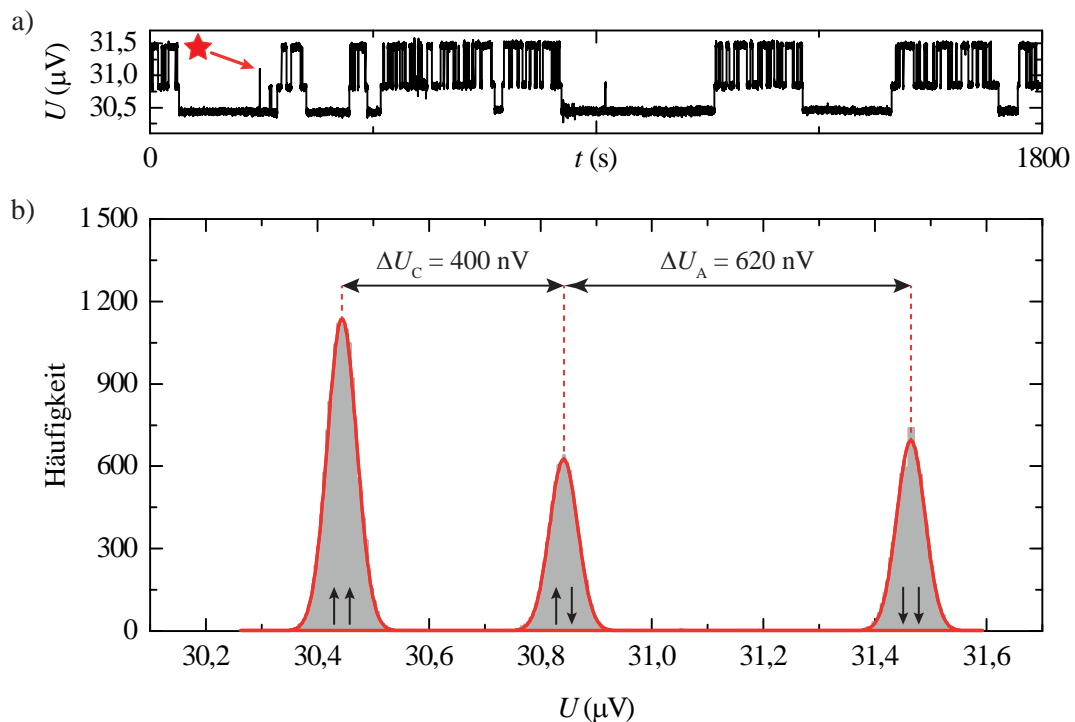


Abb. 4.30: In (a) ist das Telegraphenrauschen der Probe **P3** bei einem externen Feld von 28 mT unter einem Winkel von 92° dargestellt. Neben dem Grundniveau, bei dem alle drei Strukturen parallel $\uparrow\uparrow\uparrow$ ausgerichtet sind, sind zwei weitere Niveaus $\uparrow\uparrow\downarrow$ (Mitte) und $\downarrow\uparrow\downarrow$ (oben) erkennbar. Struktur **C** springt stets vor **A**, bzw. **A** springt nur wenn **B** und **C** antiparallel stehen. Sie beeinflussen die Energielandschaft von **A**. Das Umschalten der Struktur **A** vor **C** tritt äußerst selten auf und wird in der gezeigten Messung (30 min) einmal beobachtet (siehe Markierung \star). Abb. (b) zeigt das dazugehörige Histogramm samt Gauss-Fit. Die Abstände der Häufungspunkte geben den Signalhub der Strukturen wieder. Somit kann der erste kleinere Sprung der Struktur **C** und der zweite größere Sprung **A** zugeordnet werden.

tief liegt, dass es nicht mehr verlassen werden kann. Wie stark der Einfluss von **B** und **C** auf **A** ist, wird durch die hohe Rate deutlich, sobald **C** gesprungen ist. Mit Hilfe der Betrachtung in Abs. 2.9 kann für die hier verwendeten Strukturen, die Dipol-Dipol-Energie abgeschätzt werden. Wird ein Radius von 13 nm und eine Entfernung der Strukturmittelpunkte von 85 nm angenommen⁶¹, ergibt sich eine Energie von 0,9 meV. Da die Messungen bei $T = 295$ K stattfinden, entsprechen 0,9 meV in etwa $1/25$ der thermischen Energie also ca. 11 K. Schaltet Struktur **C** um ($\Delta E = E_{\uparrow\uparrow} - E_{\uparrow\downarrow}$) ändert sich für **A** die Energielandschaft. Es ändern sich die Besetzungswahrscheinlichkeiten. Zusätzlich, da die Achsen der Strukturen schief stehen, wirkt auf **A** eine veränderte Feldkomponente senkrecht zu dessen

⁶¹Die Bestimmung des magnetischen Momentes führt unter der Annahme von $M_s = 1,44 \cdot 10^6$ A/m zu einem Radius, der halb so groß ist wie es SEM-Aufnahmen suggerieren. Daher wirkt die Energieabschätzung hier als untere Grenze. Der SEM-Radius von 25 nm wirkt als obere Grenze und führt bei einem Abstand von 85 nm zu einer Energie von 14,6 meV.

aktive Dots	Kombinationen der Strukturen A, B und C								
1	↑↑↑	↑↑↓							
2	↑↑↑	↑↓↑	↑↑↓	↑↓↓					
3	↑↑↑	↑↓↑	↑↑↓	↑↓↓	↓↑↑	↓↓↑	↓↑↓	↓↓↓	

Tab. 4.8: Die möglichen Konfigurationen in einem System mit drei Nanostrukturen sind aufgelistet. Dabei werden die drei Fälle, dass nur **C**, **B** und **C** sowie **A**, **B**, und **C** thermisch aktiv sind, betrachtet. Im Experiment ist es schwierig alle drei Strukturen thermisch anzuregen und alle Spannungsniveaus zu detektieren. Zum einen ist nicht gewährleistet, dass die Strukturen unterschiedliche Signalthöhen liefern, wenn sich ihre Magnetisierung umkehrt. Zum anderen ist ein gleichzeitiges Anregen aufgrund unterschiedlicher Energiebarrieren kaum möglich. Wird eine Struktur mit großer Barriere durch externe Felder oder Heizen des Systems angeregt, schaltet eine Struktur mit kleinerer Energiebarriere bereits so schnell, dass dies außerhalb der Messauflösung liegt.

leichter Achse. Die Absenkung der Energiebarriere wirkt wie eine Temperaturerhöhung und steigert die Schaltrate plötzlich extrem. Es bleibt festzuhalten, dass die magnetostatische Energie von 0,9 meV für zwei ideale parallel ausgerichtete Nanostrukturen zunächst klein erscheint, im Bereich der durch das externe Feld destabilisierten Strukturen jedoch einen merklichen Einfluss auf die Schaltrate hat. Dieser kann sich auf die Besetzung (parallele Komponente) oder auf die Schaltrate (senkrechte Komponente) auswirken. Da die genaue Stellung der Achsen der Nanostrukturen nicht bekannt ist, können an dieser Stelle nur Mutmaßungen und Abschätzungen angestellt werden. Während **A** und **C** schalten, verbleibt Struktur **B** in der Ausgangsstellung. Erst für weitere Auslenkung bzw. größere „in plane“ Felder schaltet **B** in seinen anderen Zustand und stabilisiert die anderen beiden. Deren Schalten wird, nachdem **B** gesprungen ist, im Rahmen der Messzeit nicht mehr beobachtet.

Im Gegensatz dazu ist für Probe **P2** Telegraphenrauschen zweier Strukturen beobachtet worden, welches weniger stark oder gar nicht korreliert ist. In Abb. 4.31 sind für einen Ausschnitt von 200 s das Telegraphenrauschen und das Histogramm der gesamten Messung dargestellt. Man erkennt deutlich die zwei angeregten Strukturen und die vier möglichen Niveaus. Während bei Probe **P3** lediglich drei Niveaus beobachtet worden sind, sind hier alle vier theoretisch möglichen Energieniveaus realisiert (vgl. Tab. 4.8). Unabhängig von der Stellung einer Struktur, ist es der anderen erlaubt ihren Zustand zu ändern. Dies ist für die Struktur mit dem größeren Signal in Abb. 4.31 markiert (Δ bzw. \square), da sie seltener springt. Bei gleicher Co-Schichtdicke unterscheiden sich die Strukturen der Proben **P2** und **P3** nur minimal in ihren Durchmessern (vgl. Tab. 6.2). Die Mittelpunkte der Strukturen **P2** liegen jedoch mit etwa 111 nm deutlich weiter von einander entfernt, als die der Probe **P3** mit 85 nm. Dies ergibt mit der Energiebetrachtung aus Abs. 2.9 eine Energie von 0,4 meV, welche somit weniger als halb so groß ist, wie für die Strukturen der Probe **P3**.

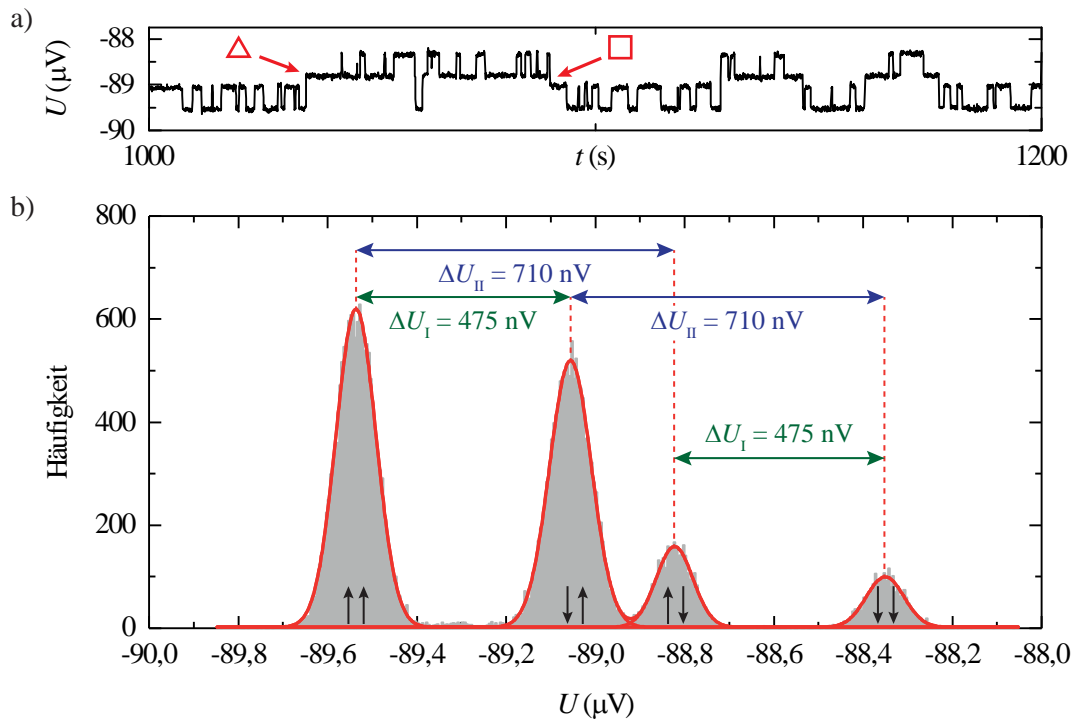


Abb. 4.31: In (a) ist ein Zeitfenster von 200 s des Telegraphenrauschens der Probe **P2** dargestellt. Unter einem Winkel von 91° wird ein externes Feld von 140 mT angelegt und regt zwei Nanostrukturen an. Im Gegensatz zu vorherigen Messungen an Probe **P3** sind hier vier statt drei Niveaus zu beobachten. Die Markierungen \triangle und \square deuten an, dass unabhängig von der Stellung der Struktur mit dem kleinen Signal, die Struktur mit dem großen Signal seinen Zustand ändern darf. Abb. (b) zeigt das dazugehörige Histogramm samt Gauss-Fit. Die Abstände der Häufungspunkte geben den Spannungshub der Strukturen an. Für beide Strukturen sind beide möglichen Übergänge eingezeichnet.

Weiterführend können für beide Probensysteme, mit Hilfe externer Felder, welche in Richtung und Stärke variiert werden, die thermodynamische Verteilung ihrer Niveaus beeinflusst werden. Sind die Energiebarrieren weit genug herabgesetzt, kann die Wechselwirkung zwischen den Strukturen die Energielandschaft dahingehend beeinflussen, sodass plötzlich Zustände bevölkert sind, die zuvor verboten waren. Die Schiefstellung der Achsen ist zu berücksichtigen. Für die Untersuchung der Probe **P2** bietet es sich an, die Besetzung der Struktur mit dem kleineren Signal je nach Stellung der anderen Struktur zu messen, um so einen weiteren Einfluss der Wechselwirkung zu bestimmen. Des Weiteren bietet sich eine Betrachtung der Korrelation entsprechend der in Ref. [237] vorgestellten Methode an. Weitere Untersuchungen dieser Mehrniveausysteme stellen neue Anforderungen an die Auswertesoftware und würden so den zeitlichen Rahmen dieser Arbeit sprengen. Das Verständnis der Schaltprozesse dieser Nanostrukturen mit ihren verkippten Magnetisierungsachsen ist im Dipol-Dipol-Bild kaum bis gar nicht möglich und Aufgabe theoretischer Simulationen.

Zusammenfassung und Ausblick

Im zweiten Teil der Arbeit wurde die Fertigung von zylinderförmige Pt/Co/Pt-Strukturen, die sich auf einem Hall-Kreuz befinden, vorgestellt. Die Herstellung erfolgt mit Hilfe von Lithographie, Ätztechniken und nasschemischen Verfahren. Dabei konnten Prozessschritte, die im ersten Teil beschrieben wurden, adaptiert und genutzt werden, um den bisher in dieser Gruppe genutzten Herstellungsprozess zu optimieren. Insbesondere das Ausrichten der Strukturen auf dem Hall-Kreuz konnte in Zusammenarbeit mit anderen Gruppenmitgliedern maßgeblich verbessert werden. Waren Anzahl und Position der Strukturen auf dem Hall-Kreuz bisher zufällig, können sie jetzt in einer definierten Anordnung und mit einer Genauigkeit von ca. 15 nm auf dem Hall-Kreuz platziert werden. Da das Ziel des zweiten Teils die Untersuchung der Wechselwirkung zwischen den Nanostrukturen war, werden drei Nanopunkte in einer frustrierten Geometrie angeordnet. Sie sitzen auf den gedachten Eckpunkten eines gleichseitigen Dreiecks und weisen einen Radius von ca. 25 nm und eine Höhe von 1,0 nm bzw. 1,2 nm auf. Die Abstände der Strukturränder betragen im Minimalfall ca. 30 nm.

Zunächst werden die Nanostrukturen charakterisiert, um im Anschluss Stärke und Einfluss der Wechselwirkung besser quantifizieren zu können. Dazu wird das winkelabhängige Schaltverhalten aller drei Strukturen studiert. Es findet sich ein Stoner-Wohlfarth ähnliches Verhalten. Die Abweichungen von dem idealen Modell werden auf eine verkippte Magnetisierungsachse der Nanostrukturen zurückgeführt. Diese ist wiederum das Resultat möglicher Fehlorientierungen der Kristallite, aus welchen das Filmsystem besteht [150]. Innerhalb des von Thiavilles gesteckten theoretischen Rahmens [220] kann, ausgehend von der verkippten Achse, ein Modell abgeleitet werden, welches qualitativ die Abweichungen des Schaltverhaltens vom Stoner-Wohlfarth-Modell erklärt. In das entwickelte Modell geht unter anderem die Verkipfung der Kristallachse ein. Daher wird ein experimentelles Verfahren vorgestellt, um die leichte Achse der Magnetisierung zu bestimmen. Hierbei wird

für eine Nanostruktur in zwei verschiedenen Messebenen jeweils die harte Achse bestimmt. Die harte Achse ist getroffen, sobald ein externes Feld die Struktur destabilisiert und das hervorgerufene Telegraphenrauschen eine Besetzung von 1 : 1 aufweist. Beide harten Achsen spannen eine Ebene auf, zu der die leichte Achse senkrecht steht. Unter der Annahme, dass in beiden Messebenen dieselbe Struktur angeregt worden ist, ergibt sich eine Orientierung der leichten Achse der Magnetisierung von $\theta = 27,8^\circ$ und $\phi = -101,1^\circ$. Die leichte Achse, die Anisotropiekonstanten sowie die Formanisotropie der Nanostruktur ermöglichen es, die Kristallachse zu bestimmen. Da für eine Einzelstruktur kein vollständiger Parametersatz bestimmt werden konnte, werden typische Werte angenommen, um schließlich die Schaltfeldastroide zu berechnen. Die Astroide gibt in alle Richtungen an, ab wann die Struktur schaltet. Arbeitskollegen dieser Gruppe haben eine Schaltfeldastroide für eine vergleichbare Nanostruktur mit Hilfe eines Vektormagneten vermessen. Berechnete und gemessene Astroide sind verkippt und zeigen in der harten Ebene ein elliptisches Verhalten des Schaltfeldes. Dennoch können nicht alle Features erklärt werden und deren Ursache bleibt bis zu diesem Punkt ungeklärt. Betrachtet man Schnitte durch die verkippte Astroide, erhält man qualitativ eine sehr gute Übereinstimmung der gemessenen mit der errechneten Winkelabhängigkeit der Schaltfelder. An dieser Stelle muss betont werden, dass die verkippte Achse eine wesentliche Eigenschaft der Nanostrukturen ist. Sie macht sich in allen weiteren Untersuchungen und auch in der Wechselwirkung bemerkbar.

Neben der Achse sind auch das magnetische Moment und die Anisotropie der Nanostruktur von Interesse, um diese weiter charakterisieren zu können. Ein aus der Literatur adaptiertes Verfahren zur Bestimmung des magnetischen Momentes einer Nanostruktur [69] liefert für eine Struktur der Probe **P1** ein Moment $\mu_{\text{Dot}} = (7,9 \pm 0,1) \cdot 10^{-19} \text{ Am}^2$. Unter der Annahme von $M_s = 1,44 \cdot 10^6 \text{ A/m}$ ergibt sich ein Radius von $(13,2 \pm 0,1) \text{ nm}$. Verglichen mit dem Radius, welcher aus SEM-Bildern gewonnen wird, ist dieser um einen Faktor zwei zu klein. Mögliche Ursachen sind vermutlich auf Redeposition und Randschädigungen (vgl. Abs. 4.5) zurückzuführen. Das verwendete Verfahren nutzt externe Felder parallel zur leichten Achse der Magnetisierung, um die Besetzung einer thermisch aktiven Struktur zu manipulieren. Aus den Besetzungsverhältnissen kann das magnetische Moment extrahiert werden. Legt man das Feld nahe der harten Achse an, kann eine thermisch geblockte Struktur angeregt werden. Kleine Parallelkomponenten sorgen auch hier für Veränderung der Besetzung. Das Moment kann in diesem Fall nicht exakt bestimmt aber abgeschätzt werden. Für eine detaillierte Beschreibung dieses Ansatzes sei auf die demnächst erscheinende Arbeit von C. Thönnißen verwiesen.

Die Anisotropie der Nanostrukturen wird auf verschiedene Weise bestimmt. Für den ersten Ansatz muss der Langevin-Formalismus um die Anisotropieenergie erweitert werden, damit er auf Nanostrukturen, denen ein Makrospin und eine uniaxiale Anisotropie zugeordnet wird, anwendbar ist. Dieser Ansatz ist

durch verschiedenen Quelle belegt [68, 70, 71]. Mit Hilfe des angepassten Formalismus und thermodynamischen Betrachtungen kann das gemessene AHE-Signal einer thermisch angeregten Struktur beschrieben werden, wenn Felder nahe der harten Achse anliegen. Theorie und gemessener Kurvenverlauf stimmen qualitativ sehr gut überein. Eine Anpassung der Messdaten¹ liefert Werte für die Anisotropie $K_{1,\text{eff,Dot}} = (206,3 \pm 20,1) \text{ kJ/m}^3$ und das magnetische Moment $\mu_{\text{Dot}} = (5,4 \pm 0,5) \cdot 10^{-19} \text{ Am}^2$ einer Struktur. Aufgrund der Korrelation beider Parameter bedarf es einer weiteren unabhängigen Messung, damit die Ergebnisse belastbar sind. Meine Kollegin E. Wilhelm bestimmt anhand des Telegraphenrauschens das magnetische Moment zu $5,3 \cdot 10^{-19} \text{ Am}^2$. Dieser Wert stimmt mit den Ergebnissen der Anpassung überein. Einen weiteren Zugang zur Anisotropie ermöglicht die hohe Empfindlichkeit des Messaufbaus. Felder nahe der harten Achse induzieren Telegraphenrauschen. Wird das Feld weiter erhöht, zieht es das Moment in seine Richtung und das Hall-Signal nimmt ab. Dies spiegelt sich im Telegraphenrauschen wieder, da die Spannungsniveaus sich einander annähern. Die Differenz der Spannungsniveaus, bezogen auf den maximalen Signalhub, liefert die Verkippung des Momentes. Die maximale Spannungsdifferenz wird anhand des Mittelwertes mehrerer Hysteresen in einer polaren Geometrie ermittelt ($\mathbf{B} \parallel \mathbf{e}_z$). Mit Hilfe der freien Energiegleichung kann auf die Anisotropie geschlossen werden. Die Anisotropie kann zusätzlich klassisch durch einen Néel-Arrhenius-Fit bestimmt werden. Dazu werden für verschiedene Temperaturen die Schaltzeiten einer superparamagnetischen Struktur gemessen und angepasst. Da die Besetzung aufgrund der Wechselwirkung verschoben ist, wird mit einer Helmholtz-Spule das Streufeld der Nachbarstrukturen kompensiert, um eine Gleichbesetzung zu gewährleisten.

Nachdem die Eigenschaften einzelner Strukturen ohne Berücksichtigung der Nachbarn bestimmt worden sind, wird im letzten Abschnitt der Arbeit gezielt auf den Einfluss der Wechselwirkung eingegangen. Durch die Bestimmung der magnetischen Momente und Strukturdurchmesser kann das Streufeld und die Dipol-Dipol-Energie abgeschätzt werden. Trotz ihrer geringen Größe haben die Streufelder zweier geblockter Strukturen einen Einfluss auf die Besetzung einer thermisch aktiven Struktur. Die Besetzung ist von der Orientierung der Nachbarn abhängig. Es wird gezeigt, dass nur eine Struktur maßgeblich die Besetzung des thermisch aktiven Nanopunktes verändert, die zweite jedoch keinen messbaren Einfluss auf dessen Besetzung hat. Dieses Ergebnis lässt sich wiederum durch eine verkippte Achse der Strukturen erklären. Des Weiteren macht sich die Wechselwirkung in der Schaltfeldverteilung der Nanostrukturen deutlich bemerkbar. Ändert sich die Konfiguration von zwei Strukturen nicht, so erfährt die SFD der dritten Nanostruktur auf dem Hin- und Rückweg der Hysterese lediglich eine Verschiebung in B , die direkt auf die Komponente des Streufeldes der beiden anderen

¹Die Messdaten werden von meiner Kollegin E. Wilhelm zur Validierung der theoretischen Überlegungen bereitgestellt.

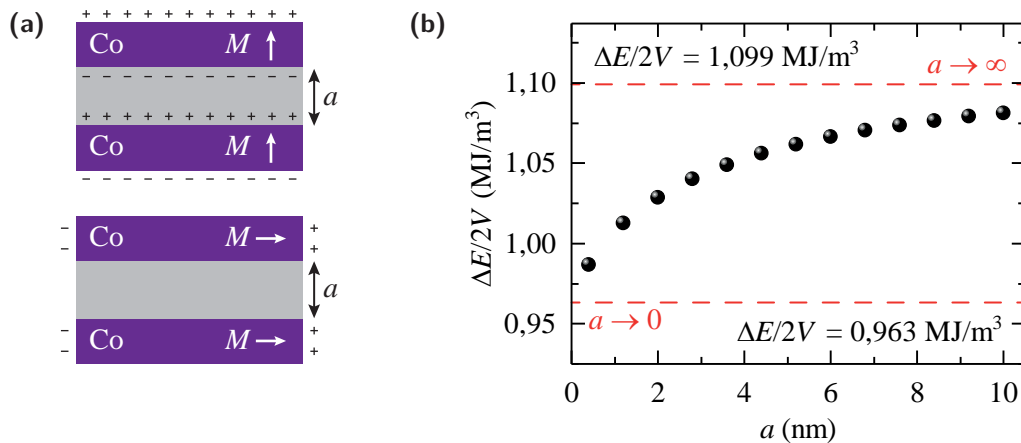


Abb. 5.1: (a) Für ein System, bestehend aus zwei übereinander angeordneten 0,8 nm dicken Co-Nanostrukturen, wird in Abhängigkeit ihres Abstandes a der Energieunterschied simuliert, wenn die Magnetisierung von der Ebene in die Senkrechte gezogen wird. Die Nanostrukturen sind zylinderförmig und weisen einen Durchmesser von 20 nm auf. (b) Die Energiedifferenz wird auf das Volumen beider Nanostrukturen normiert und gegen deren Abstand aufgetragen. Der Abstand wird von 0,4 nm bis 10 nm variiert. Die Energiedifferenz beruht rein auf der Magnetostatik. Andere Energierterme werden nicht berücksichtigt. Wird der Abstand unendlich groß, findet man die Formanisotropie einer Einzelstruktur mit einer Dicke von 0,8 nm. Geht der Abstand gegen null, nähern sich vor allem für den senkrecht magnetisierten Fall entgegengesetzt geladene Bereiche an und minimieren die Streufeldenergie. Ist $a = 0$ zeigt das System das Verhalten einer Struktur doppelter Dicke.

zurückzuführen ist. Ändert sich die Konfiguration zweier Strukturen auf dem Hin- bzw. Rückweg, so führt dies nicht nur zu einer Verschiebung, sondern ändert auch signifikant die Form der Schaltfeldverteilung der betrachteten Struktur. Im idealen Dipol-Dipol-Bild ist dies nicht mehr zu erklären. Verkipppte Achsen und dynamische Prozesse machen eine exakte Beschreibung nahezu unmöglich. Den Abschluss der Wechselwirkung bilden Untersuchungen des korrelierten Schaltens. Es werden Messungen gezeigt, bei denen das Sprungverhalten einer Struktur von der Orientierung der anderen beiden abhängt. Erst wenn diese beiden antiparallel zu einander stehen, ist es der dritten Struktur nicht verboten zu springen. Obwohl zwei Strukturen angeregt sind, besetzt das System nur drei statt vier möglicher Niveaus. Die thermodynamische Besetzung und Schaltrate kann durch Variation der Stärke und Richtung externer Felder manipuliert werden. Im Gegensatz zu der Probe, bei der die Strukturmittelpunkte ca. 85 nm auseinander liegen, zeigt eine weitere Probe (gleiche Co-Dicke) eine deutlich geringere Korrelation. Sie sind im Mittel 111 nm von einander entfernt. Für diese Probe können ebenfalls zwei Strukturen angeregt und alle vier theoretisch möglichen Niveaus beobachtet werden. An dieser Stelle bieten sich Untersuchungen der Schaltzeit einer Struktur in Abhängigkeit der Orientierung der anderen an. Dies konnte aus Zeitgründen jedoch nicht mehr durchgeführt werden.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass erfolgreich Nanostrukturen her-

gestellt worden sind, die eine Wechselwirkung untereinander aufweisen. Bei der exakten Bestimmung der Eigenschaften einzelner Strukturen muss stets die verkippte Achse berücksichtigt werden, die das System komplizierter macht. Für zukünftige Untersuchungen empfiehlt es sich daher, Strukturen herzustellen, die eine leichte Achse besitzen, die parallel zur z -Achse des Systems steht. Durch Modifikation der Wachstums-Prozesse oder die Verwendung anderer Materialsysteme könnte dies erreicht werden. Eine mögliche Fortführung der Untersuchung der Wechselwirkung stellen Nanostrukturen dar, die über eine ferromagnetische Doppellage verfügen. Wie in Abschnitt 2.9 gezeigt wird, wirken wenige Nanometer über einer senkrecht magnetisierten Nanostruktur starke Streufelder. Daher bietet es sich an, abstandsabhängig die Wechselwirkung zu studieren. Sie sollte für übereinander angeordnete Strukturen um ein Vielfaches größer sein als für nebeneinander liegende Nanostrukturen. Dabei sind vor allem die Änderungen des Streufeldes bzw. der Demagnetisierungsenergie zu berücksichtigen. Wie sich die Demagnetisierungsenergie ändert, wenn der Abstand der Doppellage variiert wird, ist in Abb. 5.1 dargestellt. Solche Schichtsysteme werden u. a. in magnetischen Tunnelkontakten (MTJ²) untersucht [133, 265, 266]. Darüber hinaus sind in der Arbeitsgruppe Doppellagensysteme mit einer antiferromagnetisch koppelnden Zwischenschicht geplant. Auch hier bieten sich interessante Möglichkeiten an abstands- und lagenabhängig die Wechselwirkung zu studieren und zu quantifizieren.

²engl.: **m**agnetic **t**unnel **j**unction

Anhang Nanostrukturen

In Anhang Nanostrukturen werden detaillierte Informationen zu Herstellungsprozess und Zusammensetzung der verwendeten Filme gegeben. Zudem erfolgt eine Zuordnung der Probenamen und verwendeten Kreuze.

6.1 Prozessschritte im Detail

Die Au-Kontaktflächen werden mit Hilfe von Negativlacken und Masken photolithografisch auf die Probenoberfläche übertragen. Die verwendeten Lacke werden jeweils bei 3000 rpm 30 s lang aufgebracht. Es resultiert ein nahezu homogener Lackfilm auf der Probenoberfläche. Der **ma-N 1407** hat dabei eine Dicke von 0,7 μm und der **AR-N-7520.11** eine Dicke von ca. 250 nm. Weitere Eigenschaften sind den entsprechenden Datenblättern zu entnehmen. Die Lackhöhe des **AR-N-7520.11** wird zusätzlich mit einem Profilometer¹ überprüft. Die vermessene Lackkante ist in Abb. 6.1 gezeigt. Die Belichtung erfolgt unter Zuhilfenahme einer Glas-Chrom-Maske dem sogenannten „Chrome blank“. Sie gewährleistet, dass der Lack der Maske entsprechend nur an bestimmten Stellen belichtet wird. Das verwendete Layout ist in Abb. 6.2 gezeigt. Da es sich um einen Negativlack handelt, werden die belichteten Bereiche chemisch derart verändert, dass sie im folgenden Entwicklungsschritt stehen bleiben. Sie werden vom Entwickler deutlich langsamer gelöst als nicht beschossene Bereiche. Für die Belichtung wird ein „Mask Aligner“ von Süss Microtec verwendet. Das Gerät gewährleistet in drei verschiedenen Modi Wellenlängen von 240 nm bis 450 nm. Die Belichtung dauert bei 13 mW/cm² 19 s (5 s) für den **ma-N 1407** (**AR-N-7520.11**). Zu lange Belichtungszeiten führen dazu, dass auch Randbereich trotz Chrommaske belichtet werden. Dies wirkt sich im späteren Lift-Off-Prozess negativ aus. Nach

¹Profilometer Dektak XT der Firma Bruker

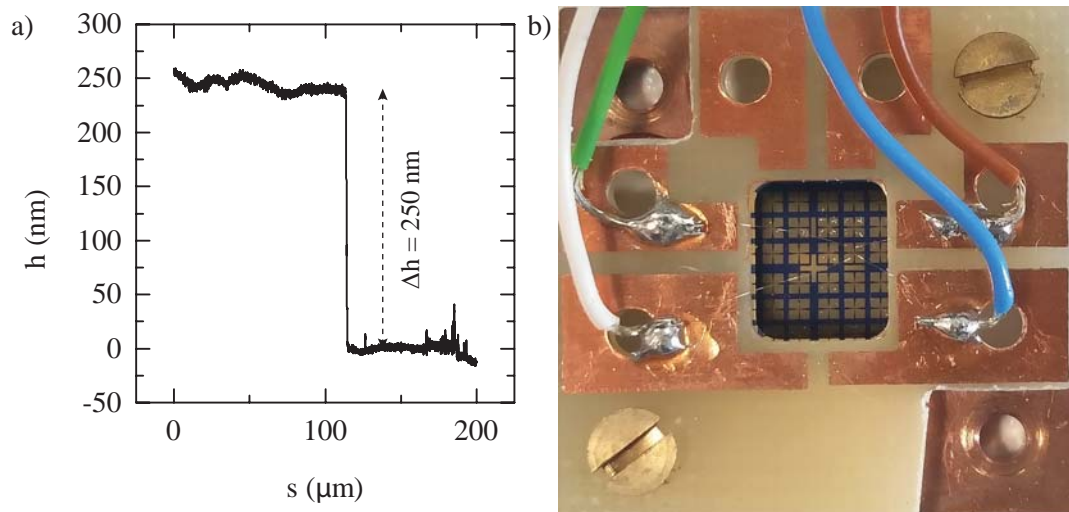


Abb. 6.1: Hier wird das gemessene Höhenprofil mit einer Lackkante des **AR-N-7520.11** gezeigt. Dabei fährt die Nadel eine Strecke s ab und nimmt die Höhe h auf. Die Lackkante ist deutlich erkennbar und entspricht den im Datenblatt angegebenen Werten. Die Lackhöhe von ca. 250 nm ist für den folgenden Lift-Off-Prozess ausreichend.

dem Belichten werden die Probenstückchen kopfüber in Entwickler getaucht, um die nicht belichteten Bereiche der Lackschicht abzulösen. Für den **ma-N 1407** wird als Entwickler **ma-D 5338**, für **AR-N-7520.11** der **AR 300-47** verwendet. Je länger der Entwickler wirken kann, desto stärker bildet sich der sogenannte Unterschnitt heraus. Dabei greift der Entwickler nachdem unbelichtete Bereiche aufgelöst sind, auch weniger stark belichtete Areale des belichteten Bereichs an. Diese befinden sich direkt auf der Probenoberfläche. Die Lackschichten bekommen an ihren Rändern schräge Kanten. Dieser Effekt wird beispielsweise im Datenblatt des **ma-N 1407** beschrieben. Der Unterschnitt sorgt dafür, dass im folgenden Aufdampfen der Goldkontakte, das Gold auf der Probenoberfläche keine Verbindung zum Gold auf der Lackoberfläche hat. So lässt sich das nicht gewollte Gold durch späteres Ablösen des Lacks problemlos entfernen. Ohne Unterschnitt können Goldkontaktflächen beim Ablösen des überschüssigen Goldes mit abgerissen werden. Zudem besitzt der Entwickler, bei Lackkanten ohne Unterschnitt, also Proben mit geschlossener Golddecke, kaum Angriffsflächen, um den Lack abzulösen. Nach 100 s im **ma-D 5338**, bzw. 45 s im **AR 300-47** wird ein ausreichendes Ergebnis erzielt. Zu kurze Entwicklungszeiten führten oft zu Lackresten in Bereichen die für die Goldkontakt pads vorgesehen waren oder erzielten keinen ausreichenden Unterschnitt. War die Entwicklung deutlich länger, begann der Lack sich überall aufzulösen. Nachdem die gewünschten Bereiche vom Lack befreit sind, wird eine Au-Cr-Schicht von ca. 120 nm aufgedampft. Die mit Gold bedampften Proben werden kopfüber in Aceton gehalten. Dabei wird der Lack gelöst und trägt somit auch überschüssiges Gold ab. Zurück bleiben Pt/Co/Pt Probenstücken mit 36 Goldkontaktstrukturen. Bei einem schlechten Verlauf des „Lift offs“ kann das

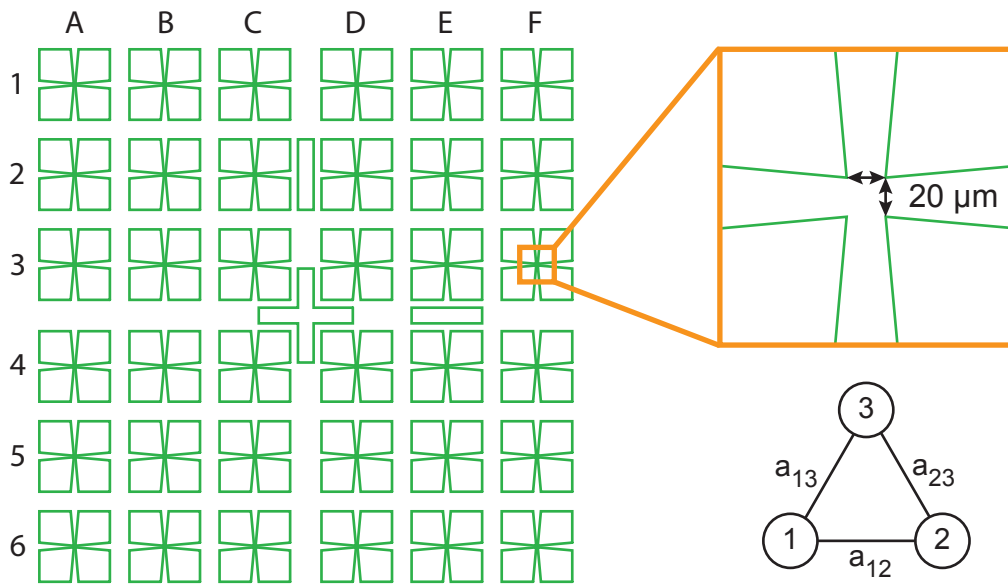


Abb. 6.2: Schematische Darstellung der Maske, welche für die Photolithographie verwendet wird. Die grün umrandeten Bereiche der Maske bestehen aus Chrom. Jede der 36 Strukturen besteht aus vier Kontaktflächen. Der Zoom verdeutlicht den minimalen Abstand ($20\ \mu\text{m}$) der Kontaktflächen zueinander, zwischen die in weiteren Prozessschritten das Hall-Kreuz und die Nanopunkte strukturiert werden. Zusätzlich verdeutlicht das Schema die Ausrichtung der Probe im SEM. Alle SEM-Bilder in dieser Arbeit werden unter dieser Ausrichtung erstellt. Die Nomenklatur der Hall-Kreuze ist ebenfalls verdeutlicht. Die drei Strukturen auf jedem Hall-Kreuz werden zunächst mit 1, 2 und 3 bezeichnet. Die Abstände zwischen den Strukturen werden mit a_{12} , a_{23} und a_{13} gekennzeichnet.

Aceton ggf. leicht erwärmt werden, um den Lösungsprozess zu beschleunigen oder unterstützend Ultraschall eingesetzt werden. Hierbei ist zu beachten, dass die Kontaktflächen ebenfalls angegriffen werden können. Ultraschall sollte im Normalfall nur wenige Sekunden eingesetzt werden. Mit beiden Lacken werden Goldkontaktflächen erreicht, die den späteren Anforderungen genügen. Der **ma-N 1407** ist bei gleichen Parametern ca. drei mal dicker als der **AR-N-7520.11** und kann somit auch für dicker aufgedampfte Metallschichten eingesetzt werden. Der **AR-N-7520.11** erzielte definiertere Lack- und somit auch Metallkanten. Beide Lacke reagieren empfindlich auf Verunreinigungen oder Wasserrückstände auf der Probenoberfläche. Ein sorgfältiges Reinigen und anschließendes Erhitzen, um Wasserrückstände zu verdampfen ist ratsam.

Die Probenstücken, welchen nun Kontaktflächen besitzen, werden 2 min einem Sauerstoffplasma bei 180 W ausgesetzt. Dabei werden etwaige organische Verunreinigen oder Lackreste entfernt. Zudem wurde eine bessere Haftung des Lacks beobachtet. Bei dem **AR-7700.08** handelt es sich ebenfalls um einen Negativlack. Er reagiert sensitiv auf den Beschuss von Elektronen. Dies wird ausgenutzt, um Lackpunkte zu erzeugen, die in späteren Schritten als Maske fungieren und das darunterliegende Filmsystem schützen. Der Lack wird bei 6000 rpm 60 s lang auf-

getragen und hat laut Datenblatt eine Dicke < 100 nm. Anschließend wird beim „pre bake“ der Lack bei $85\text{ }^{\circ}\text{C}$ für 60 s auf die Heizplatte gelegt, um Lösungsmittel zu verdampfen. Mit Hilfe eines SEMs der Firma Zeiss, werden nun die Lackpunkte belichtet, die später als Maske für die Nanostrukturen dienen. Dieser Prozess bedarf einer Reihe von Vorbetrachtungen, um gewünschte Resultate erzielen zu können. Es werden u.a. verschiedene Dosistests durchgeführt. Hierbei werden Linien, Quadrate und Punkte in definierten Dosisschritten belichtet, entwickelt und anschließend im SEM begutachtet. Neben den Elektronendosen sind Beschleunigungsspannung, Blendendurchmesser und Material unter dem Lack von Bedeutung. Sie beeinflussen allesamt die spätere Form und Größe der Lackpunkte. Um 50 nm Strukturen herzustellen, deren Abstand so klein wie möglich sein sollte, erwies sich eine Belichtungszeit von $700\text{ }\mu\text{s}$ ($650\text{ }\mu\text{s}$) bei einem Abstand der Strukturmittelpunkte von 116 nm (92 nm) als zweckmäßig. Bei einem Blendendurchmesser von $30\text{ }\mu\text{m}$ und einer Beschleunigungsspannung von 20 kV betrug der Elektronenstrom 112 pA . Die Bestimmung der Punktdosis war zum Zeitpunkt der Herstellung nicht möglich, da eine Elektronenstrahlableitfähigkeit erst nachträglich eingebaut wurde. Die Belichtungszeit eines Lackpunktes setzte sich aus einer unbekanntem, konstanten Totzeit und den oben genannten Belichtungszeiten zusammen. Mit diesen Einstellungen werden, die in Abb. 4.1 gezeigten, Lackpunkte mit einem Durchmesser von 55 nm erzeugt. Nach dem gezielten Belichten mit Elektronen, wird der Lack bei $70\text{ }^{\circ}\text{C}$ für 5 min ausgehärtet und für 80 s im Entwickler **AR 300.47** geschwenkt. Sofortiges Reinigen in destilliertem Wasser entfernt Entwicklerreste. Die so gewonnen Lackstrukturen sind in Abb. 4.1a und 4.1b dargestellt. Anhand der SEM-Aufnahmen erkennt man, dass die Probenoberfläche vereinzelt Lackreste aufweist. Diese finden sich sowohl zwischen den Strukturen als auch innerhalb dieser wieder. Insbesondere bei den Tripelstrukturen, welche einen Sollabstand von 92 nm besitzen, erkennt man Lackreste im Strukturzentrum. Die drei Nanostrukturen beginnen miteinander zu verschmelzen. Ihr Abstand beträgt nur noch 83 nm , was sich positiv auf die Wechselwirkung auswirkt. Bei dem hier verwendeten Parametersatz (Lackdicke, Elektronendosis, etc.) bewegt man sich an der Grenze des Machbaren. Versuche die Nanostrukturen noch dichter zu strukturieren, führen aufgrund des „proximity effects“ zur Belichtung einer großen Lackstruktur, statt dreier separierter Lackpunkte. Dünnere Lackschichten und geringere Strahldosen können dieses Limit weiter nach unten verschieben. Über die Wahl eines hochauflösenderen Lacks kann ebenfalls nachgedacht werden. Die Lackstrukturen werden 30 s einem O_2 -Plasma ausgesetzt. Das Plasma greift den organischen Lack an und verkleinert so die Lackstrukturen und entfernt Lackreste auf der Filmoberfläche. Der Durchmesser wird auf 40 nm reduziert. Im Gegensatz zu den Strukturen, welche weiter auseinander sind, sind bei den dichter gepackten Strukturen noch kleinere Lackreste innerhalb der Struktur zu erkennen (siehe Abb. 4.1c). Diese sind nach dem folgenden Argonsputtern verschwunden. Ein längerer Einsatz von O_2 -Plasma ist nicht ratsam. Die Lackreste könnten evtl.

Film	Zusammensetzung			$a = 92 \text{ nm}$	$a = 116 \text{ nm}$
	t_{Pt} (nm) ECR + DC	t_{Co} (nm) DC	t_{Pt} (nm) DC		
PS_EW04	6 + 1	0,8	3		
PS_EW05	6 + 1	1,0	3	D2	
PS_EW06	6 + 1	1,2	3	D3	B6
PS_EW07	6 + 1	1,4	3		

Tab. 6.1: Die verwendeten Kreuze der jeweiligen Filmsysteme einschließlich deren Zusammensetzung sind aufgelistet. Grundlage sind stets eine 7 nm dicke Pt-Wachstumslage und eine 3 nm Pt-Deckschicht. a gibt den Abstand zwischen den Mittelpunkten zweier Strukturen an. Es handelt sich um Sollabstände, die der Schreibsoftware übergeben werden. Die tatsächlichen Abstände werden stichprobenartig mit Hilfe des SEMs überprüft und betragen ca. 78 nm bis 86 nm bzw. 110 nm bis 119 nm. Der Durchmesser der Nanostrukturen beträgt ca. 50 nm. Besonders bei den Strukturen mit engerem Abstand sind größere Abweichungen (15%) zu beobachten. Aufgrund von Proximity-Effekten bewegen sich die belichteten Lacktürme aufeinander zu. Dies führt zu kleineren Abständen zwischen den Strukturen nach dem Sputterprozess. Die Abmaße und Zuordnungen der verwendeten Proben sind in Tab. 6.2 aufgeführt. Obwohl deutlich mehr Kreuze gemessen worden sind, sind nur die drei in dieser Arbeit vorgestellten aufgeführt (B6, D2, D3).

komplett entfernt werden, die Lacktürme würden aber zu stark beschädigt und könnten ihre Aufgabe als Schutzmaske nicht mehr erfüllen. Zum Schluss wird erneut mit **AR-7700.08** beschichtet. Alle Prozessschritte werden wiederholt. Bei der Belichtung im SEM werden nun jedoch Hall-Kreuze geschrieben, welche durch ein Alignverfahren exakt über jeweils drei Nanopunkten liegen. Argonplasma trägt den restlichen Film komplett ab. Anschließendes O_2 -Plasma entfernt Lackreste und legt die Hall-Kreuze und Nanostrukturen frei. Ein fertiges Kreuz samt Strukturen ist in Abb. 4.2d zu sehen.

6.2 Verwendete Proben

In diesem Anhang ist in Abb. 6.2 das verwendete Probenlayout dargestellt. Des Weiteren sind in den Tabellen 6.1 und 6.2 die Zusammensetzung der Filmsysteme und Abmessungen der Strukturen sowie Hall-Kreuze aufgelistet.

6.3 Demagnetisierungsfaktoren

Berechnung der Demagnetisierungsfaktoren für verschiedene Aspektverhältnisse $\kappa = d/h$ für die Durchmesser d und Schichtdicke h . Die Berechnung erfolgt analytisch [47], numerisch [48] und mit Hilfe mikromagnetischer Simulationen [49].

Probe & Film	K	$A_{1,2,3}$ (nm ²)			$a_{12/23/13}$ (nm)			b nm
P1 PS_EW05	D2	1887,0	1808,3	1965,6	83,0	83,0	88,1	140,0
P2 PS_EW06	B6	1946,4	1868,5	1972,3	113,8	110,4	108,8	164,3
P3 PS_EW06	D3	1706,7	1729,8	1756,4	85,8	85,2	83,5	167,0

Tab. 6.2: Dargestellt sind die Flächeninhalte A und Entfernungen a der drei Nanostrukturen auf dem entsprechenden Hall-Kreuz K . a gibt dabei den Abstand der Mittelpunkte der Strukturen zueinander an. Die Auswertung erfolgt mit Hilfe hochauflösender SEM-Bilder. Zusätzlich ist die Breite b des Hall-Kreuzes angegeben. Die Bezeichnungen beziehen sich auf Abb. 6.2. Den Kreuzen B6, D2 und D3 der jeweiligen Filmsysteme sind die Proben P1, P2 und P3 zugeordnet.

$\kappa = d/h$	$\Delta N_{\text{analytisch}}$	$\Delta N_{\text{numerisch}}$	$\Delta N_{\text{simuliert}}$
40	0,891	0,898	0,897
60	0,921	0,927	0,916
80	0,937	0,942	0,939
100	0,948	0,952	0,946
120	0,955	0,959	0,953
140	0,960	0,964	0,960
160	0,964	0,968	0,965
180	0,968	0,971	0,967
200	0,970	0,973	0,970
220	0,973	0,975	0,973
250	0,976	0,978	0,975
350	0,982	0,984	0,981
600	0,988	0,992	0,988
1000	0,993	0,997	0,992

Tab. 6.3: Demagnetisierungsfaktoren analytischer [47] und numerischer [48] Berechnungen, sowie mikromagnetischer Simulationen [49] für verschiedene Aspektverhältnisse $\kappa = d/h$. Für die analytische Berechnung wurde für eine $h = 0,8$ nm dicke Schicht der Radius entsprechend des Aspektverhältnisses angepasst. Die Simulation nutzt Zellen von $(0,5 \times 0,5 \times 0,8)$ nm³, um ΔN möglichst genau wiederzugeben.

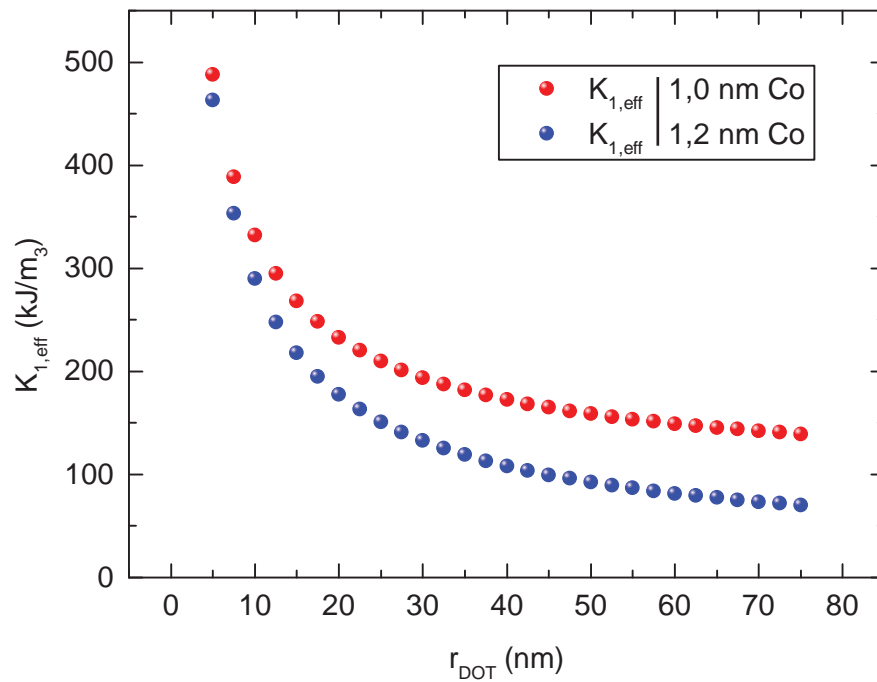


Abb. 6.3: Berechnete Anisotropiewerte erster Ordnung für zylinderförmige Nanostrukturen verschiedener Durchmesser, welche aus den Filmsystemen mit 1,0 nm bzw. 1,2 nm Kobalt strukturiert worden sind. Grundlage ist Gleichung 2.7 aus Ref. [47]. Für die Sättigungsmagnetisierung werden $1,44 \cdot 10^6$ A/m angenommen [41].

Literaturverzeichnis

- [1] A. Moser, K. Takano, D. T. Margulies, M. Albrecht, Y. Sonobe, Y. Ikeda, S. Sun, and E. E. Fullerton, «Magnetic recording: advancing into the future», *Journal of Physics D: Applied Physics* **35**, R157 (2002) Zitiert auf Seite 1.
- [2] HGST, *Ultrastar He12 - 12TB 3.5-inch Helium Platform Enterprise Hard Drive* (2016), Rev. 6/17 Zitiert auf Seite 1.
- [3] Sining Mao, Yonghua Chen, Feng Liu, Xingfu Chen, Bin Xu, Puling Lu, M. Patwari, Haiwen Xi, Clif Chang, B. Miller, D. Menard, B. Pant, J. Loven, K. Duxstad, Shaoping Li, Zhengyong Zhang, A. Johnston, R. Lamberton, M. Gubbins, T. McLaughlin, J. Gadbois, Juren Ding, B. Cross, Song Xue, and P. Ryan, «Commercial TMR heads for hard disk drives: characterization and extendibility at 300 gbit/in/sup 2/», *IEEE Transactions on Magnetics* **42**, 97 (2006) Zitiert auf Seite 1.
- [4] C. Chappert, A. Fert, and F. N. Van Dau, «The emergence of spin electronics in data storage», *Nature Materials* **6**, 813 (2007) Zitiert auf Seite 1.
- [5] T. H. R. Skyrme, «A Non-Linear Field Theory», *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **260**, 127 (1961) Zitiert auf Seite 1.
- [6] S. Heinze, K. von Bergmann, M. Menzel, J. Brede, A. Kubetzka, R. Wiesendanger, G. Bihlmayer, and S. Blügel, «Spontaneous atomic-scale magnetic skyrmion lattice in two dimensions», *Nature Physics* **7**, 713 (2011) Zitiert auf Seite 2.
- [7] N. Nagaosa and Y. Tokura, «Topological properties and dynamics of magnetic skyrmions», *Nature Nanotechnology* **8**, 899 (2013) Zitiert auf Seite 2.
- [8] N. Romming, C. Hanneken, M. Menzel, J. E. Bickel, B. Wolter, K. von Bergmann, A. Kubetzka, and R. Wiesendanger, «Writing and Deleting Single Magnetic Skyrmions», *Science* **341**, 636 (2013) Zitiert auf Seite 2.
- [9] F. D. Natterer, K. Yang, W. Paul, P. Willke, T. Choi, T. Greber, A. J. Heinrich, and C. P. Lutz, «Reading and writing single-atom magnets», *Nature* **543**, 226 (2017) Zitiert auf Seite 2.

Literaturverzeichnis

- [10] C. Mee and G. Fan, «A proposed beam-addressable memory», *IEEE Transactions on Magnetics* **3**, 72 (1967) Zitiert auf Seite 2.
- [11] R. Rottmayer, S. Batra, D. Buechel, W. Challener, J. Hohlfeld, Y. Kubota, L. Li, B. Lu, C. Mihalcea, K. Mountfield, K. Pelhos, C. Peng, T. Rausch, M. Seigler, D. Weller, and X.-M. Yang, «Heat-Assisted Magnetic Recording», *IEEE Transactions on Magnetics* **42**, 2417 (2006) Zitiert auf Seite 2.
- [12] G. Ju, Y. Peng, E. K. C. Chang, Y. Ding, A. Q. Wu, X. Zhu, Y. Kubota, T. J. Klemmer, H. Amini, L. Gao, Z. Fan, T. Rausch, P. Subedi, M. Ma, S. Kalarickal, C. J. Rea, D. V. Dimitrov, P.-W. Huang, K. Wang, X. Chen, C. Peng, W. Chen, J. W. Dykes, M. A. Seigler, E. C. Gage, R. Chantrell, and J.-U. Thiele, «High Density Heat-Assisted Magnetic Recording Media and Advanced Characterization-Progress and Challenges», *IEEE Transactions on Magnetics* **51**, 1 (2015) Zitiert auf Seite 2.
- [13] D. Apalkov, B. Dieny, and J. M. Slaughter, «Magnetoresistive Random Access Memory», *Proceedings of the IEEE* **104**, 1796 (2016) Zitiert auf Seite 2.
- [14] Everspin Technologies, «Everspin 1Gb DDR4 Spin-Torque MRAM», <https://www.everspin.com> (2017) Zitiert auf Seite 2.
- [15] T. R. Albrecht, H. Arora, V. Ayanoor-Vitikkate, J.-M. Beaujour, D. Bedau, D. Berman, A. L. Bogdanov, Y.-A. Chapuis, J. Cushen, E. E. Dobisz, G. Doerk, He Gao, M. Grobis, B. Gurney, W. Hanson, O. Hellwig, T. Hirano, P.-O. Jubert, D. Kercher, J. Lille, Zuwei Liu, C. M. Mate, Y. Obukhov, K. C. Patel, K. Rubin, R. Ruiz, M. Schabes, Lei Wan, D. Weller, Tsai-Wei Wu, and En Yang, «Bit-Patterned Magnetic Recording: Theory, Media Fabrication, and Recording Performance», *IEEE Transactions on Magnetics* **51**, 1 (2015) Zitiert auf Seite 2, 3.
- [16] C. Vogler, C. Abert, F. Bruckner, D. Suess, and D. Praetorius, «Areal density optimizations for heat-assisted magnetic recording of high-density media», *Journal of Applied Physics* **119** (2016) Zitiert auf Seite 2.
- [17] C. Vogler, C. Abert, F. Bruckner, D. Suess, and D. Praetorius, «Heat-assisted magnetic recording of bit-patterned media beyond 10 Tb/in²», *Applied Physics Letters* **108**, 102406 (2016) Zitiert auf Seite 2.
- [18] W. Tipcharoen, C. Warisarn, D. Tongsoomporn, D. Karns, and P. Kovintavewat, «Investigation of writing error in staggered heated-dot magnetic recording systems», *AIP Advances* **7**, 056511 (2017) Zitiert auf Seite 2.
- [19] M. Park, «Block Copolymer Lithography: Periodic Arrays of 1011 Holes in 1 Square Centimeter», *Science* **276**, 1401 (1997) Zitiert auf Seite 3.

- [20] A. Neumann, N. Franz, G. Hoffmann, A. Meyer, and H. Oepen, «Fabrication of magnetic Co/Pt nanodots utilizing filled diblock copolymers», *Open Surf. Sci. J* **4**, 55 (2012) Zitiert auf Seite 3.
- [21] R. P. Cowburn, «Room Temperature Magnetic Quantum Cellular Automata», *Science* **287**, 1466 (2000) Zitiert auf Seite 3.
- [22] A. Imre, «Majority Logic Gate for Magnetic Quantum-Dot Cellular Automata», *Science* **311**, 205 (2006) Zitiert auf Seite 3.
- [23] D. B. Carlton, N. C. Emley, E. Tuchfeld, and J. Bokor, «Simulation Studies of Nanomagnet-Based Logic Architecture», *Nano Letters* **8**, 4173 (2008) Zitiert auf Seite 3.
- [24] S. Kurtz, E. Varga, M. J. Siddiq, M. Niemier, W. Porod, X. S. Hu, and G. H. Bernstein, «Non-majority magnetic logic gates: a review of experiments and future prospects for ‘shape-based’ logic», *Journal of Physics: Condensed Matter* **23**, 053202 (2011) Zitiert auf Seite 3.
- [25] M. Salehi-Fashami, M. Al-Rashid, W.-Y. Sun, P. Nordeen, S. Bandyopadhyay, A. C. Chavez, G. P. Carman, and J. Atulasimha, «Binary information propagation in circular magnetic nanodot arrays using strain induced magnetic anisotropy», *Nanotechnology* **27**, 43LT01 (2016) Zitiert auf Seite 3.
- [26] D. Bhowmik, L. You, and S. Salahuddin, «Spin Hall effect clocking of nanomagnetic logic without a magnetic field», *Nature Nanotechnology* **9**, 59 (2013) Zitiert auf Seite 3.
- [27] A. Fernández-Pacheco, R. Streubel, O. Fruchart, R. Hertel, P. Fischer, and R. P. Cowburn, «Three-dimensional nanomagnetism», *Nature Communications* **8**, 15756 (2017) Zitiert auf Seite 3.
- [28] Q. A. Pankhurst, N. T. K. Thanh, S. K. Jones, and J. Dobson, «Progress in applications of magnetic nanoparticles in biomedicine», *Journal of Physics D: Applied Physics* **42**, 224001 (2009) Zitiert auf Seite 3.
- [29] S. M. Ansari, R. D. Bhor, K. R. Pai, D. Sen, S. Mazumder, K. Ghosh, Y. D. Kolekar, and C. V. Ramana, «Cobalt nanoparticles for biomedical applications: Facile synthesis, physiochemical characterization, cytotoxicity behavior and biocompatibility», *Applied Surface Science* **414**, 171 (2017) Zitiert auf Seite 3.
- [30] O. Hellwig, A. Berger, T. Thomson, E. Dobisz, Z. Z. Bandic, H. Yang, D. S. Kercher, and E. E. Fullerton, «Separating dipolar broadening from the intrinsic switching field distribution in perpendicular patterned media», *Applied Physics Letters* **90**, 162516 (2007) Zitiert auf Seite 3, 105.

Literaturverzeichnis

- [31] X. Zhao, W. Liu, Z. Dai, D. Li, X. Zhao, Z. Wang, D. Kim, C. Choi, and Z. Zhang, «Weak dipolar interaction between CoPd multilayer nanodots for bit-patterned media application», *Materials Letters* **182**, 185 (2016)
Zitiert auf Seite 3, 105.
- [32] T. Hauet, L. Piraux, S. K. Srivastava, V. A. Antohe, D. Lacour, M. Hehn, F. Montaigne, J. Schwenk, M. A. Marioni, H. J. Hug, O. Hovorka, A. Berger, S. Mangin, and F. Abreu Araujo, «Reversal mechanism, switching field distribution, and dipolar frustrations in Co/Pt bit pattern media based on auto-assembled anodic alumina hexagonal nanobump arrays», *Physical Review B* **89**, 174421 (2014) Zitiert auf Seite 3, 98.
- [33] O. Hellwig, E. E. Marinero, D. Kercher, T. Hennen, A. McCallum, E. Dobisz, T.-W. Wu, J. Lille, T. Hirano, R. Ruiz, M. K. Grobis, D. Weller, and T. R. Albrecht, «Bit patterned media optimization at 1 Tdot/in² by post-annealing», *Journal of Applied Physics* **116**, 123913 (2014) Zitiert auf Seite 3, 105.
- [34] A. Berger, Y. Xu, B. Lengsfeld, Y. Ikeda, and E. Fullerton, « $\Delta H(M, \Delta M)$ method for the determination of intrinsic switching field distributions in perpendicular media», *IEEE Transactions on Magnetism* **41**, 3178 (2005)
Zitiert auf Seite 3, 98.
- [35] S. Ruta, O. Hovorka, P.-W. Huang, K. Wang, G. Ju, and R. Chantrell, «First order reversal curves and intrinsic parameter determination for magnetic materials; limitations of hysteron-based approaches in correlated systems», *Scientific Reports* **7**, 45218 (2017) Zitiert auf Seite 3, 98.
- [36] R. D. Fraleigh, S. Kempinger, P. E. Lammert, S. Zhang, V. H. Crespi, P. Schiffer, and N. Samarth, «Characterization of switching field distributions in Ising-like magnetic arrays», *Physical Review B* **95**, 144416 (2017)
Zitiert auf Seite 3, 98.
- [37] A. Kobs, S. Heße, W. Kreuzpaintner, G. Winkler, D. Lott, P. Weinberger, A. Schreyer, and H. P. Oepen, «Anisotropic Interface Magnetoresistance in Pt/Co/Pt Sandwiches», *Phys. Rev. Lett.* **106**, 217207 (2011)
Zitiert auf Seite 4, 29.
- [38] C. Bell, G. Burnell, D. Kang, R. H. Hadfield, M. J. Kappers, and M. G. Blamire, «Fabrication of nanoscale heterostructure devices with a focused ion beam microscope», *Nanotechnology* **14**, 630 (2003) Zitiert auf Seite 4, 29, 36.
- [39] J. Stöhr and H. C. Siegmann, *Magnetism*, Vol. 5 (Springer, 2006)
Zitiert auf Seite 5, 6, 7.
- [40] C. R. Values, «National Institute of Standards and Technology», (2015)
Zitiert auf Seite 5.

- [41] R. C. O’Handley, *Modern Magnetic Materials: Principles and Applications* (Wiley, 2000) Zitiert auf Seite 6, 7, 23, 64, 123.
- [42] S. Blügel, D. Bürgler, M. Morgenstern, C. M. Schneider, and R. Waser, *Spintronics-from GMR to quantum information* (Forschungszentrum Jülich, 2009) Zitiert auf Seite 6, 7, 23, 27.
- [43] S. Blundell and D. Thouless, *Magnetism in condensed matter*, Vol. 18 (Oxford university press New York, 2001) Zitiert auf Seite 6, 7, 15, 23, 27.
- [44] M. Getzlaff, *Fundamentals of Magnetism* (Springer, 2008) Zitiert auf Seite 6, 7, 13, 15, 23, 64.
- [45] A. Aharoni, *Introduction to the Theory of Ferromagnetism*, Vol. 109 (Clarendon Press, 2000) Zitiert auf Seite 6, 15, 18, 23, 27.
- [46] A. Hubert and R. Schäfer, *Magnetic domains: the analysis of magnetic microstructures* (Springer Science & Business Media, 2008) Zitiert auf Seite 6.
- [47] Y. Millev, E. Vedmedenko, and H. Oepen, «Dipolar magnetic anisotropy energy of laterally confined ultrathin ferromagnets: multiplicative separation of discrete and continuum contributions», *Journal of Physics D: Applied Physics* **36**, 2945 (2003) Zitiert auf Seite 8, 36, 41, 65, 74, 77, 92, 97, 121, 122, 123.
- [48] E. Vedmedenko, H. Oepen, and J. Kirschner, «Size-dependent magnetic properties in nanoplatelets», *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **256**, 237 (2003) Zitiert auf Seite 9, 121, 122.
- [49] MicroMagnum team, «Fast Micromagnetic Simulator for Computations on CPU and Graphics Processing Unit (GPU)», <http://micromagnum.informatik.uni-hamburg.de> (2012) Zitiert auf Seite 9, 121, 122.
- [50] E. C. Stoner and E. P. Wohlfarth, «A Mechanism of Magnetic Hysteresis in Heterogeneous Alloys», *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **240**, 599 (1948) Zitiert auf Seite 9.
- [51] E. C. Stoner and E. P. Wohlfarth, «A mechanism of magnetic hysteresis in heterogeneous alloys», *IEEE Transactions on Magnetics* **27**, 3475 (1991) Zitiert auf Seite 9.
- [52] C. Tannous and J. Gieraltowski, «The Stoner-Wohlfarth model of ferromagnetism», *European Journal of Physics* **29**, 475 (2008) Zitiert auf Seite 11, 13.
- [53] H. Pfeiffer, «Determination of anisotropy field distribution in particle assemblies taking into account thermal fluctuations», *physica status solidi (a)* **118**, 295 (1990) Zitiert auf Seite 12, 20.

Literaturverzeichnis

- [54] C. P. Bean, «Hysteresis loops of mixtures of ferromagnetic micropowders», *Journal of Applied Physics* **26**, 1381 (1955) Zitiert auf Seite 15, 16.
- [55] C. P. Bean and J. D. Livingston, «Superparamagnetism», *Journal of Applied Physics* **30**, S120 (1959) Zitiert auf Seite 15, 16, 17, 97.
- [56] R. Kaiser and G. Miskolczy, «Magnetic Properties of Stable Dispersions of Subdomain Magnetite Particles», *Journal of Applied Physics* **41**, 1064 (1970) Zitiert auf Seite 15.
- [57] M. Hanson, C. Johansson, and S. Morup, «The influence of magnetic anisotropy on the magnetization of small ferromagnetic particles», *Journal of Physics: Condensed Matter* **5**, 725 (1993) Zitiert auf Seite 15.
- [58] R. Chantrell, J. Popplewell, and S. Charles, «Measurements of particle size distribution parameters in ferrofluids», *IEEE Transactions on Magnetics* **14**, 975 (1978) Zitiert auf Seite 15.
- [59] R. W. Chantrell, A. Lyberatos, M. El-Hilo, and K. O'Grady, «Models of slow relaxation in particulate and thin film materials (invited)», *Journal of Applied Physics* **76**, 6407 (1994) Zitiert auf Seite 15.
- [60] J. T. Lue, W. C. Huang, and S. K. Ma, «Spin-flip scattering for the electrical property of metallic-nanoparticle thin films», *Physical Review B* **51**, 14570 (1995) Zitiert auf Seite 15.
- [61] D. Eberbeck, F. Wiekhorst, S. Wagner, and L. Trahms, «How the size distribution of magnetic nanoparticles determines their magnetic particle imaging performance», *Applied Physics Letters* **98**, 1 (2011) Zitiert auf Seite 15.
- [62] M. Boskovic, G. F. Goya, S. Vranjes-Djuric, N. Jovic, B. Jancar, and B. Antic, «Influence of size distribution and field amplitude on specific loss power», *Journal of Applied Physics* **117** (2015) Zitiert auf Seite 15.
- [63] A. Aharoni, «Time dependence of magnetization decay in spin glasses», *Journal of Applied Physics* **57**, 4702 (1985) Zitiert auf Seite 15.
- [64] A. Aharoni, «Susceptibility resonance and magnetic viscosity», *Physical Review B* **46**, 5434 (1992) Zitiert auf Seite 15.
- [65] H. Stillrich, *Magnetische Nanostrukturen basierend auf Co/Pt-Multilagen, hergestellt mittels selbstorganisierter Masken aus Blockcopolymer-Micellen*, Ph.D. thesis, Universität Hamburg, Von-Melle-Park 3, 20146 Hamburg (2007) Zitiert auf Seite 15, 45.

- [66] H. Stillrich, A. Frömsdorf, S. Pütter, S. Förster, and H. P. Oepen, «Sub-20 nm magnetic dots with perpendicular magnetic anisotropy», *Advanced Functional Materials* **18**, 76 (2008) Zitiert auf Seite 15, 45.
- [67] A. Neumann, *Magnetisierungsverhalten einzelner ferromagnetischer Nanostrukturen*, Ph.D. thesis, Universität Hamburg (2015) Zitiert auf Seite 15, 19, 21, 39, 41, 42, 43, 45, 46, 49, 50, 57, 60, 61, 97, 98, 103.
- [68] M. Respaud, «Magnetization process of noninteracting ferromagnetic cobalt nanoparticles in the superparamagnetic regime: Deviation from Langevin law», *Journal of applied physics* **86**, 556 (1999) Zitiert auf Seite 15, 113.
- [69] O. Sinwani, J. W. Reiner, and L. Klein, «Monitoring superparamagnetic Langevin behavior of individual SrRuO₃ nanostructures», *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics* **89**, 1 (2014) Zitiert auf Seite 15, 54, 82, 112.
- [70] H. Williams, K. O'Grady, M. El Hilo, and R. Chantrell, «Superparamagnetism in fine particle dispersions», *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **122**, 129 (1993) Zitiert auf Seite 15, 113.
- [71] F. G. West, «General Superparamagnetic Behavior of an Aligned Assembly of Uniaxially Anisotropic Particles», *Journal of Applied Physics* **32**, S249 (1961) Zitiert auf Seite 15, 16, 113.
- [72] K. Müller and F. Thurley, «Einfluss der Anisotropie auf die Magnetisierungskurven superparamagnetischer Teilchenkollektive», *International journal of magnetism* **5**, 203 (1973) Zitiert auf Seite 15.
- [73] M. Bandyopadhyay, «Thermodynamic properties of magneto-anisotropic nanoparticles», *Journal of Physics: Condensed Matter* **21**, 236003 (2009) Zitiert auf Seite 15.
- [74] L. Néel, «Théorie du traînage magnétique des ferromagnétiques en grains fins avec applications aux terres cuites», *Ann. Géophys.* **5** (1949) Zitiert auf Seite 16, 62.
- [75] W. F. Brown, «Relaxational Behavior of Fine Magnetic Particles», *Journal of Applied Physics* **30**, S130 (1959) Zitiert auf Seite 16.
- [76] W. F. Brown, «Thermal Fluctuations of a Single-Domain Particle», *Phys. Rev.* **130**, 1677 (1963) Zitiert auf Seite 16, 18, 22, 58, 62, 81.
- [77] W. T. Coffey and Y. P. Kalmykov, «Thermal fluctuations of magnetic nanoparticles: Fifty years after Brown», *Journal of Applied Physics* **112**, 121301 (2012) Zitiert auf Seite 16, 18, 19, 22.

Literaturverzeichnis

- [78] A. Aharoni, «Effect of a Magnetic Field on the Superparamagnetic Relaxation Time», *Physical Review* **177**, 793 (1969) Zitiert auf Seite 18.
- [79] W. T. Coffey, P. J. Cregg, D. S. F. Crothers, J. T. Waldron, and A. W. Wickstead, «Simple approximate formulae for the magnetic relaxation time of single domain ferromagnetic particles with uniaxial anisotropy», *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **131**, 9 (1994) Zitiert auf Seite 18.
- [80] T. Gilbert, «Classics in Magnetism A Phenomenological Theory of Damping in Ferromagnetic Materials», *IEEE Transactions on Magnetics* **40**, 3443 (2004) Zitiert auf Seite 18, 23.
- [81] H. Kramers, «Brownian motion in a field of force and the diffusion model of chemical reactions», *Physica* **7**, 284 (1940) Zitiert auf Seite 18.
- [82] A. Aharoni, «Thermal Agitation of Single Domain Particles», *Physical Review* **135**, A447 (1964) Zitiert auf Seite 18.
- [83] W. F. Brown, «Time constants of superparamagnetic particles», *Physica B+C* **86-88**, 1423 (1977) Zitiert auf Seite 18.
- [84] P. Hänggi, P. Talkner, and M. Borkovec, «Reaction-rate theory: fifty years after Kramers», *Reviews of Modern Physics* **62**, 251 (1990) Zitiert auf Seite 19.
- [85] W. T. Coffey and Y. P. Kalmykov, *The Langevin equation: with applications to stochastic problems in physics, chemistry and electrical engineering*, Vol. 27 (World Scientific, 2012) Zitiert auf Seite 19.
- [86] Y. P. Kalmykov, «The relaxation time of the magnetization of uniaxial single-domain ferromagnetic particles in the presence of a uniform magnetic field», *Journal of Applied Physics* **96**, 1138 (2004) Zitiert auf Seite 19.
- [87] I. Eisenstein and A. Aharoni, «Asymptotic superparamagnetic time constants for cubic anisotropy. I. Positive anisotropy», *Physical Review B* **16**, 1278 (1977) Zitiert auf Seite 20.
- [88] U. Nowak, O. N. Mryasov, R. Wieser, K. Guslienko, and R. W. Chantrell, «Spin dynamics of magnetic nanoparticles: Beyond Brown's theory», *Physical Review B* **72**, (2005) Zitiert auf Seite 20.
- [89] H. Pfeiffer, «Influence of Thermal Fluctuations on the Magnetic Properties of Particle Assemblies», *physica status solidi (a)* **122**, 377 (1990) Zitiert auf Seite 20.
- [90] A. Garg, «Escape-field distribution for escape from a metastable potential well subject to a steadily increasing bias field», *Physical Review B* **51**, 15592 (1995) Zitiert auf Seite 20, 21, 58.

- [91] J. Kurkijärvi, «Intrinsic Fluctuations in a Superconducting Ring Closed with a Josephson Junction», *Physical Review B* **6**, 832 (1972) Zitiert auf Seite 20.
- [92] L. D. Jackel, W. W. Webb, J. E. Lukens, and S. S. Pei, «Measurement of the probability distribution of thermally excited fluxoid quantum transitions in a superconducting ring closed by a Josephson junction», *Physical Review B* **9**, 115 (1974) Zitiert auf Seite 20.
- [93] T. A. Fulton and L. N. Dunkleberger, «Lifetime of the zero-voltage state in Josephson tunnel junctions», *Physical Review B* **9**, 4760 (1974) Zitiert auf Seite 20.
- [94] A. O. Caldeira and A. J. Leggett, «Influence of Dissipation on Quantum Tunneling in Macroscopic Systems», *Physical Review Letters* **46**, 211 (1981) Zitiert auf Seite 20.
- [95] A. Caldeira and A. Leggett, «Quantum tunnelling in a dissipative system», *Annals of Physics* **149**, 374 (1983) Zitiert auf Seite 20.
- [96] A. J. Leggett, S. Chakravarty, A. T. Dorsey, M. P. A. Fisher, A. Garg, and W. Zwerger, «Dynamics of the dissipative two-state system», *Rev. Mod. Phys.* **59**, 1 (1987) Zitiert auf Seite 20.
- [97] E. M. Chudnovsky and L. Gunther, «Quantum Tunneling of Magnetization in Small Ferromagnetic Particles», *Phys. Rev. Lett.* **60**, 661 (1988) Zitiert auf Seite 20.
- [98] L. Gunther and B. Barbara, «Quantum tunneling across a domain-wall junction», *Physical Review B* **49**, 3926 (1994) Zitiert auf Seite 20.
- [99] H. Müller-Krumbhaar and K. Binder, «Dynamic properties of the Monte Carlo method in statistical mechanics», *Journal of Statistical Physics* **8**, 1 (1973) Zitiert auf Seite 20.
- [100] J. J. Lu, H. L. Huang, and I. Klik, «Field orientations and sweep rate effects on magnetic switching of Stoner-Wohlfarth particles», *Journal of Applied Physics* **76**, 1726 (1994) Zitiert auf Seite 20.
- [101] L. Breth, D. Suess, C. Vogler, B. Bergmair, M. Fuger, R. Heer, and H. Brueckl, «Thermal switching field distribution of a single domain particle for field-dependent attempt frequency», *Journal of Applied Physics* **112**, 023903 (2012) Zitiert auf Seite 21, 22.
- [102] W. Wernsdorfer, K. Hasselbach, D. Mailly, B. Barbara, A. Benoit, L. Thomas, and G. Suran, «DC-SQUID magnetization measurements of single magnetic particles», *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **145**, 33 (1995) Zitiert auf Seite 21, 58.

Literaturverzeichnis

- [103] W. Wernsdorfer, E. Bonet Orozco, K. Hasselbach, A. Benoit, D. Maily, O. Kubo, H. Nakano, and B. Barbara, «Macroscopic Quantum Tunneling of Magnetization of Single Ferrimagnetic Nanoparticles of Barium Ferrite», *Phys. Rev. Lett.* **79**, 4014 (1997) Zitiert auf Seite 21, 62.
- [104] D. Suess, S. Eder, J. Lee, R. Dittrich, J. Fidler, J. W. Harrell, T. Schrefl, G. Hrkac, M. Schabes, N. Supper, and A. Berger, «Reliability of Sharrocks equation for exchange spring bilayers», *Physical Review B* **75**, 174430 (2007) Zitiert auf Seite 21.
- [105] D. Suess, L. Breth, J. Lee, M. Fuger, C. Vogler, F. Bruckner, B. Bergmair, T. Huber, J. Fidler, and T. Schrefl, «Calculation of coercivity of magnetic nanostructures at finite temperatures», *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics* **84**, 1 (2011) Zitiert auf Seite 21.
- [106] X. Feng and P. B. Visscher, «Sweep-rate-dependent coercivity simulation of FePt particle arrays», *Journal of Applied Physics* **95**, 7043 (2004) Zitiert auf Seite 21.
- [107] M. Sharrock and J. McKinney, «Kinetic effects in coercivity measurements», *IEEE Transactions on Magnetics* **17**, 3020 (1981) Zitiert auf Seite 21, 58.
- [108] E. H. Hall, «On a New Action of the Magnet on Electric Currents», *American Journal of Mathematics* **2**, 287 (1879) Zitiert auf Seite 22.
- [109] N. Volkenshtein and G. Fedorov, «Temperature dependence of the Hall effect of pure ferromagnets», *SOVIET PHYSICS JETP-USSR* **11**, 48 (1960) Zitiert auf Seite 22.
- [110] C. Hurd, *The Hall effect in metals and alloys* (Plenum Press, New York, 1972) Zitiert auf Seite 22, 23.
- [111] J. E., «Der Hall-Effekt von Rhodium», (1949) Zitiert auf Seite 22.
- [112] J. E and K. M., «Der Hall-Effekt von Iridium», (1950) Zitiert auf Seite 22.
- [113] S. P. McAlister and C. M. Hurd, «Hall effect in 3d-transition metals and alloys (invited)», *Journal of Applied Physics* **50**, 7526 (1979) Zitiert auf Seite 23.
- [114] N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, a. H. MacDonald, and N. P. Ong, «Anomalous Hall effect», *Reviews of Modern Physics* **82**, 1539 (2010) Zitiert auf Seite 23.
- [115] L. D. Landau and E. Lifshitz, «On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies», *Phys. Z. Sowjetunion* **8**, 101 (1935) Zitiert auf Seite 23.

- [116] M. J. Donahue and D. G. Porter, *OOMMF User's guide* (US Department of Commerce, Technology Administration, National Institute of Standards and Technology, 1999) Zitiert auf Seite 23.
- [117] W. Scholz, J. Fidler, T. Schrefl, D. Suess, R. Dittrich, H. Forster, and V. Tsiantos, «Scalable parallel micromagnetic solvers for magnetic nanostructures», *Computational Materials Science* **28**, 366 (2003) Zitiert auf Seite 23.
- [118] T. Fischbacher, M. Franchin, G. Bordignon, and H. Fangohr, «A Systematic Approach to Multiphysics Extensions of Finite-Element-Based Micromagnetic Simulations: Nmag», *IEEE Transactions on Magnetics* **43**, 2896 (2007) Zitiert auf Seite 23.
- [119] A. Vansteenkiste and B. Van de Wiele, «MuMax: A new high-performance micromagnetic simulation tool», *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **323**, 2585 (2011) Zitiert auf Seite 23.
- [120] D. Berkov and N. Gorn, «MicroMagus–package for micromagnetic simulations.», <http://www.micromagus.de> (2007) Zitiert auf Seite 23.
- [121] M. B. Stearns, «1.1.2.4 Spontaneous magnetization, magnetic moments and high-field susceptibility», in *3d, 4d and 5d Elements, Alloys and Compounds*, edited by H. Wijn, pp. 34–41 (Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1986) Zitiert auf Seite 24, 53, 74, 75, 85.
- [122] H. Werners, *Magnetisierungsverhalten einzelner gekoppelter Co/Pt Nanopunkte*, Master's thesis, Universität Hamburg (2015) Zitiert auf Seite 26.
- [123] W. F. Brown, *Micromagnetics*, 18 (Interscience Publishers, 1963) Zitiert auf Seite 26.
- [124] W. Brown, *Magnetostatic principles* (Interscience Publishers, 1962) Zitiert auf Seite 27.
- [125] J. Lohau, S. Kirsch, A. Carl, and E. F. Wassermann, «Quantitative determination of the magnetization and stray field of a single domain Co/Pt dot with magnetic force microscopy», *Applied Physics Letters* **76**, 3094 (2000) Zitiert auf Seite 27.
- [126] A. Krasnyuk, S. Nepijko, A. Oelsner, C. Schneider, H. Elmers, and G. Schön-hense, «Magnetic stray fields of patterned permalloy structures investigated by photoemission electron microscopy», *Applied Physics A* **88**, 793 (2007) Zitiert auf Seite 27.
- [127] Jian-Gang Zhu, «Magnetoresistive Random Access Memory: The Path to Competitiveness and Scalability», *Proceedings of the IEEE* **96**, 1786 (2008) Zitiert auf Seite 27.

Literaturverzeichnis

- [128] T. Häberle, D. Schmid-Lorch, K. Karrai, F. Reinhard, and J. Wrachtrup, «High-Dynamic-Range Imaging of Nanoscale Magnetic Fields Using Optimal Control of a Single Qubit», *Physical Review Letters* **111**, 170801 (2013) Zitiert auf Seite 27.
- [129] J.-P. Tetienne, T. Hingant, L. Rondin, S. Rohart, A. Thiaville, J.-F. Roch, and V. Jacques, «Quantitative stray field imaging of a magnetic vortex core», *Physical Review B* **88**, 214408 (2013) Zitiert auf Seite 27.
- [130] F. Ahrend, D. Holzinger, M. Fohler, S. Pofahl, U. Wolff, M. Dekieviet, R. Schaefer, and A. Ehresmann, «Stray fields above artificial magnetic in-plane domains», *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **381**, 292 (2015) Zitiert auf Seite 27.
- [131] S. Dreyer, *Entwicklung eines quantitativen Verfahrens zur Streufeld- und Magnetisierungsbestimmung magnetischer Strukturen*, Ph.D. thesis, Georg-August-Universität Göttingen (2007) Zitiert auf Seite 27.
- [132] S. Dreyer, J. Norpoth, C. Jooss, S. Sievers, U. Siegner, V. Neu, and T. H. Johansen, «Quantitative imaging of stray fields and magnetization distributions in hard magnetic element arrays», *Journal of Applied Physics* **101**, 83905 (2007) Zitiert auf Seite 27.
- [133] M. Bapna, S. K. Piotrowski, S. D. Oberdick, M. Li, C. L. Chien, and S. A. Majetich, «Magnetostatic effects on switching in small magnetic tunnel junctions», *Applied Physics Letters* **108** (2016) Zitiert auf Seite 27, 115.
- [134] A. Kobs, *Magnetogalvanic effects in ferromagnets of reduced dimensions*, Ph.D. thesis, Universität Hamburg, Von-Melle-Park 3, 20146 Hamburg (2013) Zitiert auf Seite 29, 53, 63, 66.
- [135] C. W. Leung, C. Bell, G. Burnell, and M. G. Blamire, «In situ fabrication of a cross-bridge Kelvin resistor structure by focused ion beam microscopy», *Nanotechnology* **15**, 786 (2004) Zitiert auf Seite 29.
- [136] M. C. Wu, A. Aziz, J. D. S. Witt, M. C. Hickey, M. Ali, C. H. Marrows, B. J. Hickey, and M. G. Blamire, «Structural and functional analysis of nanopillar spin electronic devices fabricated by 3D focused ion beam lithography», *Nanotechnology* **19**, 485305 (2008) Zitiert auf Seite 29, 30.
- [137] L. Benito, R. C. C. Ward, and M. G. Blamire, «Positive magnetoresistance induced by fan-type phases in a spin-spiral magnet», *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics* **88**, 1 (2013) Zitiert auf Seite 29.

- [138] B. Prasad, M. Egilmez, F. Schoofs, T. Fix, M. E. Vickers, W. Zhang, J. Jian, H. Wang, and M. G. Blamire, «Nanopillar Spin Filter Tunnel Junctions with Manganite Barriers», *Nano Letters* **14**, 2789 (2014) Zitiert auf Seite 29.
- [139] B. Prasad, W. Zhang, J. Jian, H. Wang, and M. G. Blamire, «Strongly Bias-Dependent Tunnel Magnetoresistance in Manganite Spin Filter Tunnel Junctions», *Advanced Materials* **27**, 3079 (2015) Zitiert auf Seite 29.
- [140] B. Prasad and M. G. Blamire, «Fully magnetic manganite spin filter tunnel junctions», *Applied Physics Letters* **109**, 132407 (2016) Zitiert auf Seite 29.
- [141] W. P. Pratt, S.-F. Lee, J. M. Slaughter, R. Loloee, P. A. Schroeder, and J. Bass, «Perpendicular giant magnetoresistances of Ag/Co multilayers», *Physical Review Letters* **66**, 3060 (1991) Zitiert auf Seite 30.
- [142] C. Chappert, H. Bernas, J. Ferré, V. Kottler, J.-P. Jamet, Y. Chen, E. Cambril, T. Devolder, F. Rousseaux, V. Mathet, and H. Launois, «Planar Patterned Magnetic Media Obtained by Ion Irradiation», *Science* **280**, 1919 (1998) Zitiert auf Seite 30.
- [143] R. Hyndman, P. Warin, J. Gierak, J. Ferré, J. N. Chapman, J. P. Jamet, V. Mathet, and C. Chappert, «Modification of Co/Pt multilayers by gallium irradiation—Part 1: The effect on structural and magnetic properties», *Journal of Applied Physics* **90**, 3843 (2001) Zitiert auf Seite 32.
- [144] P. Warin, R. Hyndman, J. Glerak, J. N. Chapman, J. Ferré, J. P. Jamet, V. Mathet, and C. Chappert, «Modification of Co/Pt multilayers by gallium irradiation—Part 2: The effect of patterning using a highly focused ion beam», *Journal of Applied Physics* **90**, 3850 (2001) Zitiert auf Seite 32.
- [145] T. Devolder, J. Ferré, C. Chappert, H. Bernas, J.-P. Jamet, and V. Mathet, «Magnetic properties of He⁺-irradiated Pt/Co/Pt ultrathin films», *Phys. Rev. B* **64**, 64415 (2001) Zitiert auf Seite 32.
- [146] J. Fassbender, D. Ravelosona, and Y. Samson, «Tailoring magnetism by light-ion irradiation», *Journal of Physics D: Applied Physics* **37**, R179 (2004) Zitiert auf Seite 32.
- [147] J. Fassbender and J. McCord, «Magnetic patterning by means of ion irradiation and implantation», *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **320**, 579 (2008) Zitiert auf Seite 32.
- [148] H. Stillrich, C. Menk, R. Frömter, and H. P. Oepen, «Magnetic anisotropy and the cone state in Co/Pt multilayer films», *Journal of Applied Physics* **105**, 07C308 (2009) Zitiert auf Seite 33, 43, 52, 53, 63.

Literaturverzeichnis

- [149] H. Stillrich, C. Menk, R. Frömter, and H. P. Oepen, «Magnetic anisotropy and spin reorientation in Co/Pt multilayers: Influence of preparation», *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **322**, 1353 (2010) Zitiert auf Seite 33, 43.
- [150] G. Winkler, *Korrelation zwischen strukturellen und magnetogalvanischen Eigenschaften von Pt/Co/Pt- und Pd/Co/Pd-Schichtsystemen*, Ph.D. thesis, Universität Hamburg, Von-Melle-Park 3, 20146 Hamburg (2015) Zitiert auf Seite 33, 43, 62, 63, 66, 111.
- [151] Dow Corning, *FOX(R) 15 FLOWABLE OXIDE* (2016), Rev. 1.6 Zitiert auf Seite 34.
- [152] H. Namatsu, Y. Takahashi, K. Yamazaki, T. Yamaguchi, M. Nagase, and K. Kurihara, «Three-dimensional siloxane resist for the formation of nanopatterns with minimum linewidth fluctuations», *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena* **16**, 69 (1998) Zitiert auf Seite 34.
- [153] J. K. W. Yang and K. K. Berggren, «Using high-contrast salty development of hydrogen silsesquioxane for sub-10-nm half-pitch lithography», *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures* **25**, 2025 (2007) Zitiert auf Seite 34.
- [154] H. Duan, D. Winston, J. K. W. Yang, B. M. Cord, V. R. Manfrinato, and K. K. Berggren, «Sub-10-nm half-pitch electron-beam lithography by using poly(methyl methacrylate) as a negative resist», *Journal of Vacuum Science & Technology B, Nanotechnology and Microelectronics: Materials, Processing, Measurement, and Phenomena* **28**, C6C58 (2010) Zitiert auf Seite 34.
- [155] Y. Guerfi, F. Carcenac, and G. Larrieu, «High resolution HSQ nanopillar arrays with low energy electron beam lithography», *Microelectronic Engineering* **110**, 173 (2013) Zitiert auf Seite 34.
- [156] J. Zhou, H. Ji, T. Lan, J. Yan, W. Zhou, and X. Miao, «Investigation of the Hydrogen Silsesquioxane (HSQ) Electron Resist as Insulating Material in Phase Change Memory Devices», *Journal of Electronic Materials* **44**, 235 (2015) Zitiert auf Seite 34.
- [157] A. E. Grigorescu and C. W. Hagen, «Resists for sub-20-nm electron beam lithography with a focus on HSQ: state of the art», *Nanotechnology* **20**, 292001 (2009) Zitiert auf Seite 34.
- [158] M. G. Albrecht, «Materials Issues with Thin Film Hydrogen Silsesquioxane Low K Dielectrics», *Journal of The Electrochemical Society* **145**, 4019 (1998) Zitiert auf Seite 34.

- [159] P.-T. Liu, T. C. Chang, T. M. Tsai, Z. W. Lin, C. W. Chen, B. C. Chen, and S. M. Sze, «Dielectric characteristics of low-permittivity silicate using electron beam direct patterning for intermetal dielectric applications», *Applied Physics Letters* **83**, 4226 (2003) Zitiert auf Seite 34.
- [160] D. L. Olynick, B. Cord, A. Schipotinin, D. F. Ogletree, and P. J. Schuck, «Electron-beam exposure mechanisms in hydrogen silsesquioxane investigated by vibrational spectroscopy and in situ electron-beam-induced desorption», *Journal of Vacuum Science & Technology B, Nanotechnology and Microelectronics: Materials, Processing, Measurement, and Phenomena* **28**, 581 (2010) Zitiert auf Seite 34.
- [161] S. Regonda, M. Aryal, and W. W. Hu, «Stability of HSQ nanolines defined by e-beam lithography for Si nanowire field effect transistors», *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures* **26**, 2247 (2008) Zitiert auf Seite 38.
- [162] V. R. Manfrinato, A. Stein, L. Zhang, C.-Y. Nam, K. G. Yager, E. A. Stach, and C. T. Black, «Aberration-Corrected Electron Beam Lithography at the One Nanometer Length Scale», *Nano Letters* p. acs.nanolett.7b00514 (2017) Zitiert auf Seite 39.
- [163] F. Bødker, S. Mørup, and S. Linderoth, «Surface effects in metallic iron nanoparticles», *Physical Review Letters* **72**, 282 (1994) Zitiert auf Seite 39.
- [164] M. Lederman, S. Schultz, and M. Ozaki, «Measurement of the Dynamics of the Magnetization Reversal in Individual Single-Domain Ferromagnetic Particles», *Physical Review Letters* **73**, 1986 (1994) Zitiert auf Seite 39, 54.
- [165] W. Wernsdorfer, K. Hasselbach, A. Benoit, W. Wernsdorfer, B. Barbara, D. Mailly, J. Tuaille, J. P. Perez, V. Dupuis, J. P. Dupin, G. Guiraud, and A. Perex, «High sensitivity magnetization measurements of nanoscale cobalt clusters», *Journal of Applied Physics* **78**, 7192 (1995) Zitiert auf Seite 39, 62.
- [166] A. Balan, P. M. Derlet, A. F. Rodríguez, J. Bansmann, R. Yanes, U. Nowak, A. Kleibert, and F. Nolting, «Direct Observation of Magnetic Metastability in Individual Iron Nanoparticles», *Physical Review Letters* **112**, 107201 (2014) Zitiert auf Seite 39.
- [167] C. Thönnißen, *Untersuchung der Schichtdickenabhängigkeit und Zuordnung der Hall-Signale einzelner Co/Pt-Nanodots*, Master's thesis, Universität Hamburg (2012) Zitiert auf Seite 39, 42, 45, 57, 95.
- [168] A. Neumann, C. Thönnißen, A. Frauen, S. Heße, A. Meyer, and H. P. Oepen, «Probing the Magnetic Behavior of Single Nanodots», *Nano Letters* **13**, 2199 (2013), PMID: 23557292 Zitiert auf Seite 39, 56, 57, 95.

Literaturverzeichnis

- [169] A. Neumann, A. Frauen, J. Vollmers, A. Meyer, and H. P. Oepen, «Structure-induced spin reorientation in magnetic nanostructures», *Physical Review B* **94**, 094430 (2016) Zitiert auf Seite 41, 53.
- [170] H. Kronmüller and M. Fähnle, *Micromagnetism and the microstructure of Ferromagnetic solids* (Cambridge University Press, 2003) Zitiert auf Seite 42.
- [171] A. Neumann, «Fabrication of Magnetic Co/Pt Nanodots Utilizing Filled Diblock Copolymers», *The Open Surface Science Journal* **4**, 55 (2012) Zitiert auf Seite 45.
- [172] Group3, «www.group3technology.com», (2016) Zitiert auf Seite 49.
- [173] S. Mayer, «www.stefan-mayer.com», (2016) Zitiert auf Seite 50.
- [174] V. Haak, S. Maus, M. Korte, and H. Lühr, «Das Erdmagnetfeld - Beobachtung und Überwachung: SPEZIAL: GEOPHYSIK», *Physik in unserer Zeit* **34**, 218 (2003) Zitiert auf Seite 50.
- [175] G. Y. Guo and H. Ebert, «Theoretical investigation of the orientation dependence of the magneto-optical Kerr effect in Co», *Phys. Rev. B* **50**, 10377 (1994) Zitiert auf Seite 51.
- [176] J. K. LL.D., «XLIII. On rotation of the plane of polarization by reflection from the pole of a magnet», *Philosophical Magazine Series 5* **3**, 321 (1877) Zitiert auf Seite 51.
- [177] Z. Q. Qiu and S. D. Bader, «Surface magneto-optic Kerr effect», *Review of Scientific Instruments* **71**, 1243 (2000) Zitiert auf Seite 51.
- [178] H. R. Hulme, «The Faraday Effect in Ferromagnetics», *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **135**, 237 (1932) Zitiert auf Seite 51.
- [179] H. Ebert, «Magneto-optical effects in transition metal systems», *Reports on Progress in Physics* **59**, 1665 (1996) Zitiert auf Seite 51.
- [180] R. Vollmer, *Lineare und nichtlineare Magneto-optik an ultradünnen ferromagnetischen Schichten und Vielfachschichten*, 30. Ferienkurs des Instituts für Festkörperforschung (Forschungszentrum Jülich, 1999) Zitiert auf Seite 51.
- [181] N. Mikuszeit, S. Pütter, R. Frömter, and H. P. Oepen, «Magneto-optic Kerr effect: Incorporating the nonlinearities of the analyzer into static photometric ellipsometry analysis», *Journal of Applied Physics* **97**, 103107 (2005) Zitiert auf Seite 51.

- [182] M. Hille, A. Frauen, B. Beyersdorff, A. Kobs, S. Heße, R. Frömter, and H. P. Oepen, «Direct method for measuring the canting angle of magnetization», *Journal of Applied Physics* **113**, 023902 (2013) Zitiert auf Seite 53.
- [183] M. Kisielewski, A. Maziewski, M. Tekielak, J. Ferré, S. Lemerle, V. Mathet, and C. Chappert, «Magnetic anisotropy and magnetization reversal processes in Pt/Co/Pt films », *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **260**, 231 (2003) Zitiert auf Seite 53.
- [184] J.-W. Lee, J.-R. Jeong, S.-C. Shin, J. Kim, and S.-K. Kim, «Spin-reorientation transitions in ultrathin Co films on Pt(111) and Pd(111) single-crystal substrates», *Phys. Rev. B* **66**, 172409 (2002) Zitiert auf Seite 53.
- [185] L. Louail, K. Ounadjela, and R. Stamps, «Temperature-dependent thin-film cone states in epitaxial Co/Pt multilayers», *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **167**, L189 (1997) Zitiert auf Seite 53.
- [186] M. Bode, O. Pietzsch, A. Kubetzka, and R. Wiesendanger, «Shape-Dependent Thermal Switching Behavior of Superparamagnetic Nanoislands», *Physical Review Letters* **92**, 067201 (2004) Zitiert auf Seite 53.
- [187] H.-B. Braun, «Thermally Activated Magnetization Reversal in Elongated Ferromagnetic Particles», *Physical Review Letters* **71**, 3557 (1993) Zitiert auf Seite 53.
- [188] H.-B. Braun, «Statistical mechanics of nonuniform magnetization reversal», *Physical Review B* **50**, 16501 (1994) Zitiert auf Seite 53.
- [189] H.-B. Braun, «Nucleation in ferromagnetic nanowires—magnetostatics and topology», *Journal of Applied Physics* **85**, 6172 (1999) Zitiert auf Seite 53.
- [190] W. Wernsdorfer, E. B. Orozco, K. Hasselbach, A. Benoit, B. Barbara, N. Demoncey, A. Loiseau, H. Pascard, and D. Mailly, «Experimental Evidence of the Néel-Brown Model of Magnetization Reversal», *Phys. Rev. Lett.* **78**, 1791 (1997) Zitiert auf Seite 54, 62.
- [191] S. Krause, G. Herzog, T. Stapelfeldt, L. Berbil-Bautista, M. Bode, E. Y. Vedmedenko, and R. Wiesendanger, «Magnetization reversal of nanoscale Islands: How size and shape affect the arrhenius prefactor», *Physical Review Letters* **103**, 1 (2009) Zitiert auf Seite 54.
- [192] B. Webb and S. Schultz, «Detection of the magnetization reversal of individual interacting single-domain particles within Co-Cr columnar thin-films», *IEEE Transactions on Magnetics* **24**, 3006 (1988) Zitiert auf Seite 57.

Literaturverzeichnis

- [193] Y. G. Cornelissens and F. M. Peeters, «Response function of a Hall magnetosensor in the diffusive regime», *Journal of Applied Physics* **92**, 2006 (2002) Zitiert auf Seite 57.
- [194] M. Alexandrou, P. W. Nutter, M. Delalande, J. de Vries, E. W. Hill, F. Schedin, L. Abelmann, and T. Thomson, «Spatial sensitivity mapping of Hall crosses using patterned magnetic nanostructures», *Journal of Applied Physics* **108**, 043920 (2010) Zitiert auf Seite 57.
- [195] V. Nabaie, R. K. Rajkumar, A. Manzin, O. Kazakova, and A. Tzalenchuk, «Optimization of Hall bar response to localized magnetic and electric fields», *Journal of Applied Physics* **113**, 064504 (2013) Zitiert auf Seite 58.
- [196] C. R. Chang, «Micromagnetic studies of coherent rotation with quartic crystalline anisotropy», *Journal of Applied Physics* **69**, 2431 (1991) Zitiert auf Seite 58.
- [197] E. Kondorsky, «On hysteresis in ferromagnetics», *J. Phys.(USSR)* **2**, 161 (1940) Zitiert auf Seite 58.
- [198] K. R. Coffey, T. Thomson, and J.-U. Thiele, «Angle dependent magnetization reversal of thin film magnetic recording media», *Journal of Applied Physics* **93**, 8471 (2003) Zitiert auf Seite 58.
- [199] G. Hu, T. Thomson, C. Rettner, and B. Terris, «Rotation and wall propagation in multidomain Co/Pd islands», *IEEE Transactions on Magnetics* **41**, 3589 (2005) Zitiert auf Seite 58.
- [200] T. Thomson, G. Hu, and B. D. Terris, «Intrinsic Distribution of Magnetic Anisotropy in Thin Films Probed by Patterned Nanostructures», *Physical Review Letters* **96**, 257204 (2006) Zitiert auf Seite 58, 104.
- [201] N. Kikuchi, T. Kato, S. Okamoto, O. Kitakami, N. Tezuka, and S. Sugimoto, «Magnetization reversal process and bistability of Co/Pt multilayer dot», *Journal of Applied Physics* **103**, 07C510 (2008) Zitiert auf Seite 58.
- [202] B. Lao, S. Okamoto, N. Kikuchi, and O. Kitakami, «Size dependence of switching behavior in single epitaxial Co/Pt multilayer nanodots», *Japanese Journal of Applied Physics* **55**, 07MC01 (2016) Zitiert auf Seite 58.
- [203] J. W. Lau, X. Liu, R. C. Boling, and J. M. Shaw, «Decoupling nucleation and domain-wall propagation regimes in $(\text{Co/Pd})_n$ multilayer nanostructures», *Phys. Rev. B* **84**, 214427 (2011) Zitiert auf Seite 58.
- [204] R. Dittrich, G. Hu, T. Schreffl, T. Thomson, D. Suess, B. D. Terris, and J. Fidler, «Angular dependence of the switching field in patterned magnetic elements», *Journal of Applied Physics* **97**, 10J705 (2005) Zitiert auf Seite 58.

- [205] J. M. Shaw, S. E. Russek, T. Thomson, M. J. Donahue, B. D. Terris, O. Hellwig, E. Dobisz, and M. L. Schneider, «Reversal mechanisms in perpendicularly magnetized nanostructures», *Physical Review B* **78**, 024414 (2008) Zitiert auf Seite 58, 61.
- [206] J. M. Shaw, M. Olsen, J. W. Lau, M. L. Schneider, T. J. Silva, O. Hellwig, E. Dobisz, and B. D. Terris, «Intrinsic defects in perpendicularly magnetized multilayer thin films and nanostructures», *Physical Review B* **82**, 144437 (2010) Zitiert auf Seite 58.
- [207] J.-P. Adam, S. Rohart, J.-P. Jamet, J. Ferré, A. Mougin, R. Weil, H. Bernas, and G. Faini, «Magnetization reversal by confined droplet growth in soft/hard hybrid nanodisks with perpendicular anisotropy», *Physical Review B* **85**, 214417 (2012) Zitiert auf Seite 58.
- [208] J.-W. Liao, U. Atxitia, R. F. L. Evans, R. W. Chantrell, and C.-H. Lai, «Atomistic modeling of magnetization reversal modes in $L1_0$ FePt nanodots with magnetically soft edges», *Phys. Rev. B* **90**, 174415 (2014) Zitiert auf Seite 58, 98, 104.
- [209] W. Pei, G. Qin, Y. Ren, S. Li, T. Wang, H. Hasegawa, S. Ishio, and H. Yamane, «Incoherent magnetization reversal in Co-Pt nanodots investigated by magnetic force microscopy», *Acta Materialia* **59**, 4818 (2011) Zitiert auf Seite 61.
- [210] J. Lee, C. Brombacher, J. Fidler, B. Dymerska, D. Suess, and M. Albrecht, «Contribution of the easy axis orientation, anisotropy distribution and dot size on the switching field distribution of bit patterned media», *Applied Physics Letters* **99**, 11 (2011) Zitiert auf Seite 61.
- [211] C. Chapelier, M. El Khatib, P. Perrier, A. Benoit, D. Mailly, H. Koch, and H. Lübbing, *SQUID 91, Superconducting Devices and Their Applications* (Springer-Verlag, Berlin, 1991) Zitiert auf Seite 62.
- [212] C.-R. Chang and D. Fredkin, «The mechanism of nucleation in uniaxial ferromagnets», *Journal of Applied Physics* **63**, 3435 (1988) Zitiert auf Seite 62.
- [213] P. L. Fulmek and H. Hauser, «Coercivity and switching field of single domain γ -Fe₂O₃ particles under consideration of the demagnetizing field», *Journal of Applied Physics* **76**, 6561 (1994) Zitiert auf Seite 62.
- [214] W. Wernsdorfer, B. Doudin, D. Mailly, K. Hasselbach, A. Benoit, J. Meier, J. P. Ansermet, and B. Barbara, «Nucleation of Magnetization Reversal in Individual Nanosized Nickel Wires», *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1873 (1996) Zitiert auf Seite 62.

Literaturverzeichnis

- [215] K. Hasselbach, W. Wernsdorfer, D. Maily, B. Barbara, and A. Benoît, «Magnetization reversal in single ferromagnetic Ni and Co particles», *Czechoslovak Journal of Physics* **46**, 2137 (1996) Zitiert auf Seite 62.
- [216] W. Wernsdorfer, K. Hasselbach, A. Benoit, B. Barbara, B. Doudin, J. Meier, J.-P. Ansermet, and D. Maily, «Measurements of magnetization switching in individual nickel nanowires», *Phys. Rev. B* **55**, 11552 (1997) Zitiert auf Seite 62.
- [217] W. Wernsdorfer, E. B. Orozco, B. Barbara, K. Hasselbach, A. Benoit, D. Maily, B. Doudin, J. Meier, J. E. Wegrowe, J.-P. Ansermet, N. Demoncy, H. Pascard, N. Demoncy, A. Loiseau, L. Francois, N. Duxin, and M. P. Pileni, «Mesoscopic effects in magnetism: Submicron to nanometer size single particle measurements», *Journal of Applied Physics* **81**, 5543 (1997) Zitiert auf Seite 62.
- [218] J. C. Slonczewski, «Theory of Magnetic Hysteresis in Films and Its Application to Computers», *IEEE Transactions on Magnetics* **45**, 8 (2009) Zitiert auf Seite 62.
- [219] A. Thiaville, «Extensions of the geometric solution of the two dimensional coherent magnetization rotation model», *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **182**, 5 (1998) Zitiert auf Seite 62.
- [220] A. Thiaville, «Coherent rotation of magnetization in three dimensions: A geometrical approach», *Physical Review B* **61**, 12221 (2000) Zitiert auf Seite 62, 63, 66, 75, 78, 111.
- [221] E. Bonet, W. Wernsdorfer, B. Barbara, A. Benoît, D. Maily, and A. Thiaville, «Three-Dimensional Magnetization Reversal Measurements in Nanoparticles», *Phys. Rev. Lett.* **83**, 4188 (1999) Zitiert auf Seite 62, 63.
- [222] O. Kitakami, T. Sakurai, Y. Miyashita, Y. Takeno, Y. Shimada, H. Takano, H. Awano, K. Ando, and Y. Sugita, «Fine Metallic Particles for Magnetic Domain Observations», *Japanese Journal of Applied Physics* **35**, 1724 (1996) Zitiert auf Seite 63.
- [223] N. Demoncy, O. Stéphan, N. Brun, C. Colliex, A. Loiseau, and H. Pascard, «Filling carbon nanotubes with metals by the arc-discharge method: the key role of sulfur», *The European Physical Journal B - Condensed Matter and Complex Systems* **4**, 147 (1998) Zitiert auf Seite 63.
- [224] M. Jamet, M. Négrier, V. Dupuis, J. Tuillon-Combes, P. Mélinon, A. Pérez, W. Wernsdorfer, B. Barbara, and B. Baguenard, «Interface magnetic anisotropy in cobalt clusters embedded in a platinum matrix», *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **237**, 293 (2001) Zitiert auf Seite 63.

- [225] M. Jamet, W. Wernsdorfer, C. Thirion, D. Maily, V. Dupuis, P. Mélinon, and A. Pérez, «Magnetic Anisotropy of a Single Cobalt Nanocluster», *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4676 (2001) Zitiert auf Seite 63.
- [226] A. Tamion, E. Bonet, F. Tournus, C. Raufast, A. Hillion, O. Gaier, and V. Dupuis, «Efficient hysteresis loop simulations of nanoparticle assemblies beyond the uniaxial anisotropy», *Physical Review B* **85**, 134430 (2012) Zitiert auf Seite 63.
- [227] A. Hillion, A. Tamion, F. Tournus, O. Gaier, E. Bonet, C. Albin, and V. Dupuis, «Advanced magnetic anisotropy determination through isothermal remanent magnetization of nanoparticles», *Physical Review B* **88**, 094419 (2013) Zitiert auf Seite 63.
- [228] M. Jamet, W. Wernsdorfer, C. Thirion, V. Dupuis, P. Mélinon, A. Pérez, and D. Maily, «Magnetic anisotropy in single clusters», *Physical Review B* **69**, 1 (2004) Zitiert auf Seite 63, 75.
- [229] W. Wernsdorfer, C. Thirion, N. Demoncey, H. Pascard, and D. Maily, «Magnetisation reversal by uniform rotation (Stoner-Wohlfarth model) in FCC cobalt nanoparticles», *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **242-245**, 132 (2002) Zitiert auf Seite 63.
- [230] C. Thirion, W. Wernsdorfer, and D. Maily, «Switching of magnetization by nonlinear resonance studied in single nanoparticles», *Nature Materials* **2**, 524 (2003) Zitiert auf Seite 63.
- [231] D. Stickler, R. Frömter, H. Stillrich, C. Menk, H. P. Oepen, C. Gutt, S. Streit-Nierobisch, L.-M. Stadler, G. Grübel, C. Tieg, and F. Yakhou-Harris, «Domain size in systems with canted magnetization», *Physical Review B* **84**, 104412 (2011) Zitiert auf Seite 63.
- [232] G. Winkler, A. Kobs, A. Chuvilin, D. Lott, A. Schreyer, and H. P. Oepen, «On the variation of magnetic anisotropy in Co/Pt(111) on silicon oxide», *Journal of Applied Physics* **117**, 105306 (2015) Zitiert auf Seite 63, 66, 73, 74, 75.
- [233] N. S. Akulov, «Über das magnetische Quadrupolmoment des Eisenatoms», *Zeitschrift für Physik* **57**, 249 (1929) Zitiert auf Seite 64.
- [234] N. Akulov, «Zur Theorie der Feinstruktur der Magnetisierungskurven der Einkristalle», *Zeitschrift für Physik* **69**, 78 (1931) Zitiert auf Seite 64.
- [235] S. Blügel, *Magnetische Anisotropie und Magnetostriktion*, 30. Ferienkurs des Instituts für Festkörperforschung (Forschungszentrum Jülich, 1999) Zitiert auf Seite 64.

Literaturverzeichnis

- [236] Y. Millev and J. Kirschner, «Reorientation transitions in ultrathin ferromagnetic films by thickness- and temperature-driven anisotropy flows», *Physical Review B* **54**, 4137 (1996) Zitiert auf Seite 65.
- [237] A. Neumann, D. Altwein, C. Thönnißen, R. Wieser, A. Berger, A. Meyer, E. Vedmedenko, and H. Peter Oepen, «Influence of long-range interactions on the switching behavior of particles in an array of ferromagnetic nanostructures», *New Journal of Physics* **16**, 083012 (2014) Zitiert auf Seite 72, 94, 106, 110.
- [238] A. Hevroni, B. Tsukerman, and G. Markovich, «Probing magnetization dynamics in individual magnetite nanocrystals using magnetoresistive scanning tunneling microscopy», *Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics* **92**, 1 (2015) Zitiert auf Seite 81.
- [239] M. El-Hilo, A. de Witte, K. O'Grady, and R. Chantrell, «The sweep rate dependence of coercivity in recording media», *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **117**, L307 (1992) Zitiert auf Seite 82.
- [240] M. R. R. Azad, A. Kobs, B. Beyersdorff, P. Staeck, G. Hoffmann, R. Frömter, and H. P. Oepen, «Magnetostatic interaction of permalloy rectangles exhibiting a Landau state investigated by magnetotransport of single rectangles», *Physical Review B* **90**, 014404 (2014) Zitiert auf Seite 94.
- [241] M. Hwang, M. Farhoud, Y. Hao, M. Walsh, T. Savas, H. Smith, and C. Ross, «Major hysteresis loop modeling of two-dimensional arrays of single domain particles», *IEEE Transactions on Magnetics* **36**, 3173 (2000) Zitiert auf Seite 94.
- [242] K. Y. Guslienko, «Magnetostatic interdot coupling in two-dimensional magnetic dot arrays», *Applied Physics Letters* **75**, 394 (1999) Zitiert auf Seite 94.
- [243] V. Novosad, K. Y. Guslienko, H. Shima, Y. Otani, S. G. Kim, K. Fukamichi, N. Kikuchi, O. Kitakami, and Y. Shimada, «Effect of interdot magnetostatic interaction on magnetization reversal in circular dot arrays», *Physical Review B* **65**, 060402 (2002) Zitiert auf Seite 94.
- [244] N. Bardou, B. Bartenlian, C. Chappert, R. Mégy, P. Veillet, J. P. Renard, F. Rousseaux, M. F. Ravet, J. P. Jamet, and P. Meyer, «Magnetization reversal in patterned Co(0001) ultrathin films with perpendicular magnetic anisotropy», *Journal of Applied Physics* **79**, 5848 (1996) Zitiert auf Seite 94.
- [245] M. Hwang, M. C. Abraham, T. A. Savas, H. I. Smith, R. J. Ram, and C. A. Ross, «Magnetic force microscopy study of interactions in 100 nm period nanomagnet arrays», *Journal of Applied Physics* **87**, 5108 (2000) Zitiert auf Seite 94.

- [246] S. Heße, *Magnetotransport in Co/Pt-Schichtsystemen und Charakterisierung einzelner Co/Pt-Nanoteilchen*, Ph.D. thesis, Universität Hamburg, Von-Melle-Park 3, 20146 Hamburg (2014) Zitiert auf Seite 94.
- [247] S. Freercks, *Temperaturabhängigkeit der Anisotropie in ferromagnetischen Nanostrukturen*, Master's thesis, Universität Hamburg (2015) Zitiert auf Seite 97.
- [248] M. Suzuki, Y. Kondo, and J. Ariake, «Direct measurement of single-dot coercivity and statistical analysis of switching field distribution in bit-patterned media using scanning hard-X-ray nanoprobe», *Journal of Applied Physics* **120**, 144503 (2016) Zitiert auf Seite 98.
- [249] I. Tagawa and Y. Nakamura, «Relationships between high density recording performance and particle coercivity distribution», *IEEE Transactions on Magnetism* **27**, 4975 (1991) Zitiert auf Seite 98.
- [250] A. Berger, B. Lengsfeld, and Y. Ikeda, «Determination of intrinsic switching field distributions in perpendicular recording media (invited)», *Journal of Applied Physics* **99**, 08E705 (2006) Zitiert auf Seite 98.
- [251] O. Hovorka, R. F. L. Evans, R. W. Chantrell, Y. Liu, K. A. Dahmen, and A. Berger, «Validation of $\Delta H(M, \Delta M)$ -technique for identification of switching field distributions in the presence of thermal relaxation», *Journal of Applied Physics* **108**, 123901 (2010) Zitiert auf Seite 98.
- [252] R. van de Veerdonk, Xiaowei Wu, and D. Weller, «Determination of switching field distributions for perpendicular recording media», *IEEE Transactions on Magnetism* **39**, 590 (2003) Zitiert auf Seite 98.
- [253] M. Winklhofer and G. T. Zimanyi, «Extracting the intrinsic switching field distribution in perpendicular media: A comparative analysis», *Journal of Applied Physics* **99**, 08E710 (2006) Zitiert auf Seite 98.
- [254] Y. Chen, T. Huang, J. Shi, J. Deng, J. Ding, W. Li, S. Leong, B. Zong, H. Y. Y. Ko, S. Hu, and J. Zhao, «Individual bit island reversal and switching field distribution in perpendicular magnetic bit patterned media», *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **324**, 264 (2012) Zitiert auf Seite 98.
- [255] J. B. C. Engelen, M. Delalande, A. J. le Fèvre, T. Bolhuis, T. Shimatsu, N. Kikuchi, L. Abelmann, and J. C. Lodder, «Thermally induced switching field distribution of a single CoPt dot in a large array», *Nanotechnology* **21**, 035703 (2010) Zitiert auf Seite 103, 105.
- [256] B. Pfau, C. M. Günther, E. Guehrs, T. Hauet, H. Yang, L. Vinh, X. Xu, D. Yaney, R. Rick, S. Eisebitt, and O. Hellwig, «Origin of magnetic switching

- field distribution in bit patterned media based on pre-patterned substrates», *Applied Physics Letters* **99**, 062502 (2011) Zitiert auf Seite 104.
- [257] O. Hovorka, J. Pressesky, G. Ju, A. Berger, and R. W. Chantrell, «Distribution of switching fields in magnetic granular materials», *Applied Physics Letters* **101**, 182405 (2012) Zitiert auf Seite 104.
- [258] J. W. Lau and X. Liu, «Angular dependence of switching field distribution in $(\text{Co/Pd})_n$ multilayer nanostructure arrays», *Journal of Applied Physics* **112**, 093918 (2012) Zitiert auf Seite 104.
- [259] C. Verdes, B. Ruiz-Diaz, S. M. Thompson, R. W. Chantrell, and A. Stancu, «Computational model of the magnetic and transport properties of interacting fine particles», *Physical Review B* **65**, 174417 (2002) Zitiert auf Seite 105.
- [260] E. Mengotti, L. J. Heyderman, A. Bisig, A. Fraile Rodríguez, L. Le Guyader, F. Nolting, and H. B. Braun, «Dipolar energy states in clusters of perpendicular magnetic nanoislands», *Journal of Applied Physics* **105**, 113113 (2009) Zitiert auf Seite 105.
- [261] M. Blanco-Mantecón and K. O’Grady, «Interaction and size effects in magnetic nanoparticles», *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **296**, 124 (2006) Zitiert auf Seite 105.
- [262] K. J. Kirk, J. N. Chapman, and C. D. W. Wilkinson, «Lorentz microscopy of small magnetic structures (invited)», *Journal of Applied Physics* **85**, 5237 (1999) Zitiert auf Seite 105.
- [263] K. J. Kirk, J. N. Chapman, and C. D. W. Wilkinson, «Switching fields and magnetostatic interactions of thin film magnetic nanoelements», *Applied Physics Letters* **71**, 539 (1997) Zitiert auf Seite 105.
- [264] B. Pfau, C. M. Günther, E. Guehrs, T. Hauet, T. Hennen, S. Eisebitt, and O. Hellwig, «Influence of stray fields on the switching-field distribution for bit-patterned media based on pre-patterned substrates», *Applied Physics Letters* **105**, 132407 (2014) Zitiert auf Seite 105.
- [265] C. Grezes, A. Rojas Rozas, F. Ebrahimi, J. G. Alzate, X. Cai, J. A. Kantine, J. Langer, B. Ocker, P. Khalili Amiri, and K. L. Wang, «In-plane magnetic field effect on switching voltage and thermal stability in electric-field-controlled perpendicular magnetic tunnel junctions», *AIP Advances* **6**, 075014 (2016) Zitiert auf Seite 115.
- [266] W. Rippard, R. Heindl, M. Pufall, S. Russek, and A. Kos, «Thermal relaxation rates of magnetic nanoparticles in the presence of magnetic fields and spin-transfer effects», *Physical Review B* **84**, 064439 (2011) Zitiert auf Seite 115.

Publikationsliste

Veröffentlichungen

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

K. Bagschik, R. Frömter, L. Müller, W. Roseker, J. Bach, P. Staeck, C. Thönnißen, S. Schleitzer, M. Berntsen, C. Weier, R. Adam, J. Viefhaus, C. Schneider, G. Grübel, and H. P. Oepen, «Spatial coherence determination from the Fourier analysis of a resonant soft X-ray magnetic speckle pattern», *Opt. Exp.* **24**, 23162 (2016).

R. Frömter, F. Kloodt, S. Rößler, A. Frauen, P. Staeck, D. R. Cavicchia, L. Bocklage, V. Röbisch, E. Quandt, and H. P. Oepen, «Time-resolved scanning electron microscopy with polarization analysis», *Appl. Phys. Lett.* **108**, 142401 (2016).

A. Gaul, S. Hankemeier, D. Holzinger, N. Möglich, P. Staeck, R. Frömter, H. P. Oepen, and A. Ehresmann, «Engineered magnetic domain textures in exchange bias bilayer systems», *J. Appl. Phys.* **120**, 033902 (2016).

Konferenzbeiträge

F. Kloodt, R. Frömter, P. Staeck, S. Kuhrau, and H. P. Oepen, «Coupled Vortex-Antivortex Oscillation Studied by Time-Resolved Scanning Electron Microscopy with Polarization Analysis», Poster at the IEEE International Magnetism Conference (INTERMAG) 2017, Dublin (Ireland).

F. Kloodt, R. Frömter, P. Staeck, S. Kuhrau, and H. P. Oepen, «Coupled Vortex-Antivortex Oscillation Studied by Time-Resolved Scanning Electron Microscopy with Polarization Analysis», Talk at the Spring-meeting of the German Physical Society (DPG) 2017, Dresden (Germany).

F. Kloodt, R. Frömter, P. Staeck, S. Kuhrau, and H. P. Oepen, «Dynamics of coupled topological Solitons», Talk at the Spring-meeting of the German Physical Society (DPG) 2017, Dresden (Germany).

Publikationsliste

F. Kloodt, R. Frömter, P. Staeck, A. Frauen, S. Kuhrau, and H. P. Oepen, «Time-resolved scanning electron microscopy with polarization analysis», Poster at the Spring-meeting of the German Physical Society (DPG) 2017, Dresden (Germany).

S. Freercks, C. Thönnißen, E. Wilhelm, P. Staeck, and H. P. Oepen, «Determining anisotropy and magnetic moment of single nanodots from switching time measurements», Talk at the Spring-meeting of the German Physical Society (DPG) 2017, Dresden (Germany).

S. Freercks, P. Staeck, C. Thönnißen, E. Wilhelm, A. Neumann, and H. P. Oepen, «Magnetization behavior and interactions of single magnetic nanodots», Poster at the Spring-meeting of the German Physical Society (DPG) 2017, Dresden (Germany).

F. Kloodt, R. Frömter, S. Kuhrau, P. Staeck, and H. P. Oepen, «Coupled vortex gyration in the diamond state studied by time-resolved scanning electron microscopy with polarization analysis», Poster at the 9th International Symposium on Metallic Multilayers (MML) 2016, Uppsala (Sweden).

F. Kloodt, R. Frömter, S. Kuhrau, P. Staeck, and H. P. Oepen, «Incorporating Nanosecond Time Resolution into Scanning Electron Microscopy with Polarization Analysis», Talk at the Spring-meeting of the German Physical Society (DPG) 2016, Regensburg (Germany).

A. Kobs, G. Winkler, A. Frauen, A. Farhadi, P. Staeck, S. Heße, and H. P. Oepen, «Anisotropic Interface Magnetoresistance (AIMR) of all-metallic layered structures», Talk at the IEEE International Magnetics Conference (INTERMAG) 2014, Dresden (Germany).

M. R. Rahbar Azad, A. Kobs, B. Beyersdorff, P. Staeck, H. Spahr, R. Frömter, and H. P. Oepen, «Magneto-static interaction of single NiFe nanostructures», Talk at the 58th Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials (MMM) 2013, Denver (USA).

P. Staeck, M. R. Rahbar Azad, A. Kobs, D. Stickler, B. Beyersdorff, H. Spahr, R. Frömter, and H. P. Oepen, «Magneto-static interaction of single NiFe nanostructures», Talk at the Spring-meeting of the German Physical Society (DPG) 2012, Berlin (Germany).

Danksagung

Hiermit bedanke ich mich bei all denjenigen, die mich bei der Fertigstellung dieser Arbeit unterstützt haben. An erster Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. Oepen danken, der mir die Anfertigung meiner Arbeit in dieser Forschungsgruppe ermöglichte. In zahlreichen Diskussionen gelang es Ihm, mir mit kritischen Anmerkungen und seinem Fachwissen neue Denkanstöße zu vermitteln. Des Weiteren möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Röhlberger für die Übernahme des Zweitgutachtens bedanken. Darüber hinaus bedanke ich mich bei meinen Kollegen Carsten Thönnißen, Axel Frauen und Jonathan Jacobsohn für die zahlreichen Diskussionen auch abseits der Physik. Insbesondere gilt mein Dank Carsten Thönnißen für seine umfassende Unterstützung. Zusätzlich bedanke ich mich bei Eva-Sophie Wilhelm, Stefan Freercks, André Philippi-Kobs und Alexander Neumann für die Korrekturen meiner Arbeit. Ich bedanke mich bei meinem ehemaligen Kollegen Mahmoud Reza Rahbar Azad für die Unterstützung an der FIB. Für die nette Arbeitsatmosphäre bedanke ich mich bei allen Mitgliedern der Gruppe G. Nicht zuletzt gebührt meiner Familie und Freundin großer Dank für die Entbehrungen und die aufgebrauchte Geduld.

Eidesstattliche Versicherung / Declaration on oath

Hiermit versichere ich an Eides statt, die vorliegende Dissertationsschrift selbst verfasst und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel und Quellen benutzt zu haben. Die eingereichte schriftliche Fassung entspricht der auf dem elektronischen Speichermedium. Die Dissertation wurde in der vorgelegten oder einer ähnlichen Form nicht schon einmal in einem früheren Promotionsverfahren angenommen oder als ungenügend beurteilt.

Hamburg, den 31.07.2017