

Magnetische Eigenschaften von einzelnen Co/Pt- und Co-Nanostrukturen

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

vorgelegt von
Carsten Thönnißen
aus Hamburg

Hamburg
2018

Gutachter der Dissertation:

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

Zusammensetzung der Prüfungskommission:

Prof. Dr. Hans Peter Oepen
Prof. Dr. Ralf Röhlsberger
Prof. Dr. Wolfgang Hansen
Prof. Dr. Michael Thorwart
Prof. Dr. Michael A. Rübhausen

Vorsitzende der Prüfungskommission:

Prof. Dr. Michael A. Rübhausen

Datum der Disputation:

6.7.2018

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 different types (spheres and flat cylinders) of single-domain magnetic nanostructures are investigated by means of the anomalous Hall effect (AHE). In the first part, a cylindrical nanodot with a diameter of 45 nm is milled out of a Pt/Co/Pt film system by a combination of lithography and etching techniques. The nanodot is located in the crossing region of a Hall cross made of platinum and has an easy axis of magnetization perpendicular to the sample plane. The temperature-dependent switching field is measured and analyzed using the expression of A. Garg. In addition, the temperature dependence of the saturation magnetization is discussed. The angle-dependent switching behavior at 80 K shows deviations from the Stoner-Wohlfarth model. The origin of this deviation is explained with theoretical considerations by Thiaville. Subsequently, the thermal switching behavior dependent on a destabilizing magnetic field is investigated. From the measurements, the magnetic moment and the temperature dependence of the anisotropy can be estimated. The experimental results are additionally analyzed with works by Kalmykov, Coffey and Brown and deviations between experiment and theory are determined. Finally, the energy barrier is numerically calculated assuming modified anisotropy and its influence on the switching behavior is described. The anisotropy is modified to explain deviations from the SW model.

In the second part of the thesis, the magnetization of individual cobalt spheres with a diameter of ≈ 10 nm is investigated. The samples are produced in cooperation with the work group of Professor Farle of the University of Duisburg / Essen¹. In a first step, lithography and etching techniques are used to produce Hall crosses of platinum with a thickness of 5 nm. Then the cobalt spheres are applied to these Hall crosses by the work group of Professor Farle by dip coating. Their position on the hall cross and their size are determined by SEM and AFM images. The switching behavior of the cobalt spheres is measured by magnetotransport measurements. The AHE is used as a measuring probe of the magnetization. By a technique developed in this work group the individual switching behaviors are unambiguously attributed to individual cobalt spheres. By temperature-dependent measurements (2 K-60 K) of the switching behavior, the perpendicular magnetic anisotropy of the cobalt spheres is estimated. The switching process is investigated by angle-dependent measurements and explained by the “curling” model, while the Stoner-Wohlfarth model and domain wall nucleation can be excluded.

¹<https://www.uni-due.de/agfarle/>

Kurzzusammenfassung

In dieser Arbeit werden zwei verschiedene Arten (Kugeln und flache Zylinder) von eindomänen magnetischen Nanostrukturen mittels des anomalen Hall-Effektes (AHE) untersucht. Im ersten Teil wird ein zylindrischer Nanopunkt mit einem Durchmesser von 45 nm durch eine Kombination aus Lithographie- und Ätztechniken aus einem Pt/Co/Pt-Filmsystem hergestellt. Dieser befindet sich im Kreuzungsbereich eines Hall-Kreuzes aus Platin und besitzt eine leichte Achse der Magnetisierbarkeit senkrecht zur Probenebene. Das temperaturabhängige Schaltfeld wird gemessen und durch den Ausdruck von A. Garg analysiert. Zusätzlich wird auf die Temperaturabhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung eingegangen. Beim winkelabhängigen Schaltverhalten bei 80 K ergeben sich Abweichungen vom Stoner-Wohlfarth-Modell, deren Ursprung mit theoretischen Überlegungen von Thiaville erklärt wird. Anschließend wird das thermische Schaltverhalten in Abhängigkeit eines destabilisierenden Magnetfeldes untersucht. Aus den Messungen lassen sich das magnetische Moment und die Temperaturabhängigkeit der Anisotropie abschätzen. Die experimentellen Ergebnisse werden zusätzlich mit Arbeiten von Kalmykov, Coffey und Brown analysiert und Abweichungen zwischen Experiment und Theorie werden festgestellt. Abschließend wird die Energiebarriere bei Annahme einer erweiterten Anisotropie numerisch berechnet und deren Einfluss auf das Schaltverhalten beschrieben. Die Anisotropie wird erweitert um Abweichungen vom SW-Modell erklären zu können.

Im zweiten Teil der Arbeit werden die Magnetisierungen von einzelnen Kobaltkugeln mit einem Durchmesser von ≈ 10 nm untersucht. Die Proben werden in Kooperation mit der Arbeitsgruppe von Professor Farle der Universität Duisburg/Essen² hergestellt. In einem ersten Schritt werden von mir durch Lithographie- und Ätztechniken 5 nm dicke Hall-Kreuze aus Platin hergestellt. Auf diese Hall-Kreuze werden von der Arbeitsgruppe von Professor Farle durch Tauchbeschichtung die Kobaltkugeln aufgebracht. Deren Position auf dem Hall-Kreuz und deren Größe werden durch SEM bzw. AFM-Aufnahmen bestimmt. Durch Magnetotransportmessungen wird das Ummagnetisierungsverhalten der Kobaltkugeln gemessen, wobei der AHE als Messsonde der Magnetisierung eingesetzt wird. Durch eine in dieser Arbeitsgruppe entwickelte Technik werden die einzelnen Ummagnetisierungsverhalten zweifelsfrei einzelnen Kobaltkugeln zugeordnet. Durch temperaturabhängige Messungen (2 K-60 K) des Umschaltverhaltens wird die senkrechte Anisotropie der Kobaltkugeln abgeschätzt. Der Umschaltprozess wird durch winkelabhängige Messungen untersucht und durch das „Curling“-Modell erklärt, während das Stoner-Wohlfarth-Modell und Domänenwandnukleation ausgeschlossen werden können.

²<https://www.uni-due.de/agfarle/>

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	5
2.1	Energiebeiträge	5
2.2	Ummagnetisierungsmechanismen	8
2.2.1	Stoner-Wohlfarth-Modell	8
2.2.2	Verkippte Anisotropieachse	12
2.2.3	Curling	13
2.3	Thermisches Schaltverhalten	13
2.4	Einfluss des Magnetfeldes auf die Energiebarriere	18
2.5	Hall-Effekte	23
3	Probenherstellung und Messaufbau	25
3.1	Pt/Co/Pt Schichtsysteme	25
3.2	Herstellung von Nanodots und Hall-Kreuzen	26
3.3	Herstellung von Kobaltkugeln auf Hall-Kreuzen	31
3.4	Messmethode und Messaufbau	32
4	Magnetotransportmessungen am Pt/Co/Pt-Nanodot ($\varnothing = 45$ nm)	35
4.1	Winkelabhängiges Schaltverhalten	36
4.2	Temperaturabhängiges Schaltverhalten	41
4.3	Telegraphenrauschen des Nanodots bei verschiedenen Temperaturen	46
4.3.1	Bestimmung der harten Achse durch Winkelvariation des konstanten Magnetfeldes	46
4.3.2	Bestimmung der temperaturunabhängigen Anisotropiekon- stante K und des magnetischen Momentes m des Nanodots	49
4.3.3	Erweiterung auf eine temperaturabhängige Anisotropieener- gie KV des Nanodots und Bestimmung des magnetischen Momentes m	53
4.3.4	Abhängigkeit der Versuchsschaltzeit τ_0 vom Magnetfeld . .	57
4.3.5	Numerische Berechnung zur Energiebarriere	63
4.4	Zusammenfassung und Ausblick	72
5	Magnetisierungsverhalten einzelner Co-Kugeln ($\varnothing < 10$ nm)	79
5.1	Voruntersuchungen an einem Ensemble von Kobaltkugeln	80
5.2	Zuordnung von AHE-Signalen zu einzelnen Kobaltkugeln	82

Inhaltsverzeichnis

5.3	Temperaturabhängigkeit der Schaltfelder einzelner Kobaltkugeln .	86
5.4	Winkelabhängiges Schaltverhalten einzelner Kobaltkugeln	93
5.5	Zusammenfassung und Ausblick	99
6	Anhang	103
6.1	Einfachlage	103
6.2	Kobaltkugeln	104
	Literaturverzeichnis	107
	Publikationsliste	125

Einleitung

Digitalen Medien prägen heutzutage unser Leben. Über soziale Netzwerke teilen Nutzer ihr tägliches Leben in Form von Videos, Fotos, Sprach- und Textnachrichten miteinander. Zusätzlich sind Filme, Serien und Dokumentationen über Streaming Dienste jederzeit über das Internet abrufbar. Um diese enormen Mengen von Daten speichern und verarbeiten zu können, müssen Speichermedien kontinuierlich verbessert und neue Speicherkonzepte entwickelt werden. Das Speichern von großen Mengen an Daten geschieht bislang fast ausschließlich auf Basis magnetischer Speichermedien.

Während die erste Festplatte (HDD¹) von IBM im Jahre 1956 eine Speicherkapazität von 5 MB [1] mit einer Speicherdichte von 2 kB/in² besaß, besitzen neueste Festplatten eine Speicherdichte von 1 TB/in² [2]. Die stetige Steigerung der Speicherdichte erfolgte über die Jahre durch ein besseres Verständnis der magnetischen Systeme und ihrer Eigenschaften [3]. Zusätzlich wurden neue Magnetowiderstandseffekte, wie der anisotrope Magnetowiderstand (AMR), der Riesenmagnetowiderstand (GMR) [4, 5] und der Tunnelmagnetowiderstand (TMR) [6, 7] entdeckt und implementiert, wodurch die Speicherdichte durch Miniaturisierung der Bits weiter erhöht werden konnte. Eine weitere Miniaturisierung birgt mehrere Probleme in sich. Zum einen wird das Streufeld der Bits kleiner, wodurch das Signal zu Rausch Verhältnis (SNR) schlechter wird, zum anderen steigt die Fehlerrate beim Schreiben der Bits [8]. Das Hauptproblem bei der Miniaturisierung ist jedoch die Annäherung an das superparamagnetische Limit, bei dem die thermische Energie ausreicht, um die Orientierung der Magnetisierung über die Zeit zu ändern, wodurch die gespeicherte Information verloren geht [9, 10]. Um eine thermische Stabilität des Bits zu gewährleisten, muss die Energiebarriere KV , bestehend aus dem Volumen V und der Anisotropiekonstanten K , groß gegenüber der thermischen Energie $k_B T$ sein. Hierbei wird ein Verhältnis $KV/k_B T > 40 \dots 80$ [11]

¹engl.: **hard disc drive**

benötigt. Bei Verkleinerung des Volumens muss die Anisotropiekonstante steigen, damit KV konstant bleibt. Ein steigendes K hat allerdings zur Folge, dass das Schaltfeld des Bits ansteigt, wodurch höhere Magnetfeldstärken zum Schreiben der Bits benötigt werden. Zusätzlich müssen die Magnetfelder dabei stark lokalisiert sein, damit nicht mehrere benachbarte Bits gleichzeitig geschrieben werden.

Übliche Schreibköpfe sind nicht in der Lage hohe lokalisierte Magnetfelder zu erzeugen [9], weshalb neue Konzepte entwickelt werden. Eine Möglichkeit ist das sogenannte „heat-assisted magnetic recording“ (HAMR). Mit einem Laser wird lokal der zu schreibende Bit erhitzt, wodurch die Energiebarriere abgesenkt wird und ein kleineres Magnetfeld zum Schreiben ausreicht. Mit dieser Technik sind Speicherdichten von $1,4 \text{ TB/in}^2$ bereits realisiert worden [12]. Eine andere Möglichkeit ist das sogenannte „microwave assisted magnetic recording“ (MAMR) [13, 14]. Hierbei wird durch einen Feldpuls mit Radiofrequenz die Magnetisierung des Bits angeregt, wodurch das Schaltfeld herabgesetzt wird und eine geringere Magnetfeldstärke zum Schreiben des Bits ausreicht [15]. Vorteile des MAMR gegenüber dem HAMR sind kostengünstigere Schreibköpfe und eine längere Lebensdauer der Speichermedien und Schreibköpfe, da die lokalen Erwärmungen (400 °C - 700 °C) entfallen [16]. Mit MAMR sollten Speicherdichten von 4 TB/in^2 erreichbar sein und Western Digital Corporation plant für 2019 eine Markteinführung einer auf MAMR basierender HDD [16].

In heutigen Festplatten besteht das Speichermedium aus einem dünnen magnetischen Filmsystem basierend aus einzelnen Körnern. Die Magnetisierung zeigt dabei aus der Filmebene des Speichermediums heraus und mehrere Körner werden zu einem Bit zusammengefasst. Diese Speicherart wird als „perpendicular magnetic recording“ bezeichnet.

Um eine signifikante Erhöhung der Speicherdichte zu erzielen, wurde das „bit-patterned media“ (BPM) [11, 17, 18] vorgeschlagen. Dies ist für diese Arbeit von Interesse, da einzelne magnetische Nanostrukturen untersucht werden. Hierbei besteht ein Bit aus einer einzelnen freistehenden Nanostruktur und nicht mehr aus mehreren Körnern eines Films. Eine Herausforderung an die Herstellung ist, dass das Array der Nanostrukturen über einen großen Bereich gleichmäßig und ohne Fehlstellen hergestellt werden muss, damit die Lese- und Schreibköpfe die Nanostrukturen adressieren können. Für die Herstellung solcher Arrays von Nanostrukturen werden z.B. Elektronenstrahlolithographie oder selbst organisierende Blockcopolymer verwendet, die durch Nanoimprint-Lithographie vervielfältigt werden [19–23]. Neben der gleichmäßigen Herstellung des Arrays müssen die Nanostrukturen möglichst ähnliche magnetische Eigenschaften mit einer schmalen Schaltfeldverteilung (SFD²) besitzen, damit die Strukturen mit der gleichen Magnetfeldstärke geschaltet werden können [21, 24–28].

Um die magnetischen Eigenschaften von Nanostrukturen im Ensemble oder einzeln zu untersuchen, stehen verschiedene Messmethoden zur Verfügung. Zur

²engl. switching field distribution

Untersuchung von Ensemble bieten sich integrative Methoden wie Mößbauer Spektroskopie [29, 30], SQUID³-Magnetometer [31, 32], MOKE⁴ [33–35] und VSM⁵ [36–38] an. Ein Nachteil der integrativen Messungen ist, dass nur Mittelwerte und Verteilungen⁶ der Nanostrukturen gemessen werden. Zusätzlich können durch Wechselwirkungen (Dipol-Dipol- und Austauschwechselwirkung) zwischen Nanostrukturen die Ergebnisse verändert werden. Daher ist es wichtig ebenfalls einzelne Nanostrukturen zu untersuchen. Zur Untersuchung des Magnetisierungsverhaltens einzelner Nanostrukturen (<50 nm) bieten sich Rastersondenmethoden mit magnetischen Kontrast an. Hierzu zählen Magnetkraftmikroskopie (MFM) [24, 39–42], Austauschkraftmikroskopie (MExFM) [43] und Spinaufgelösterastertunnelmikroskopie (SP-STM) [44]. Neben den Rastersondenmethoden gibt es bildgebende Verfahren, um die Magnetisierung aufzulösen. Mit der Rasterelektronenmikroskopie mit Polarisationsanalyse (SEMPA) [45–47] lässt sich die Magnetisierung der Oberfläche untersuchen. In dieser Arbeitsgruppe wurde die SEMPA Technik erweitert, so dass zeitaufgelöste Messungen im ns Bereich möglich sind [48]. Ein weiteres bildgebendes Verfahren ist die Fourier-Transformations Holographie [49] unter Verwendung von holographischen Masken [50] und des magnetischen Röntgenschwächungs (XMCD)⁷. Eine weitere Messtechnik ist das mikroSQUID bzw. nanoSQUID, bei dem die Änderung des magnetischen Flusses durch das Streufeld einer Nanostruktur in einer supraleitenden Leiterschleife gemessen wird [51–56]. Diese Technik ist auf Grund der Supraleitung in Temperatur und Magnetfeldstärke beschränkt.

In dieser Arbeit werden Magnetotransportmessungen an einzelnen Nanostrukturen unterschiedlicher Geometrie (Kugel, Zylinder) durchgeführt. Hierbei wird der anomale Hall-Effekt [57] als Messsonde der Magnetisierung genutzt. Diese Messtechnik wurde bereits erfolgreich von N. Kikuchi et al. [58–60] eingesetzt, um das magnetische Verhalten einzelner Nanostrukturen zu untersuchen. Sie zeichnet sich dadurch aus, dass sie weder auf einen Temperatur- noch auf einen Magnetfeldbereich beschränkt ist. Mit der Messtechnik konnten N. Kikuchi et al. [61–63] das Schaltverhalten von Nanostrukturen unter Einfluss von Magnetfeldimpulsen im Radiofrequenzbereich studieren. Durch eine Weiterentwicklung des Messverfahrens von A. Neumann et al. [64] ist eine Zuordnung von einzelnen Nanostrukturen zu gemessenen Signalen möglich, wodurch gleichzeitig das Magnetisierungsverhalten von mehreren Nanostrukturen gemessen werden kann. So konnten bereits Wechselwirkungen zwischen einzelnen Nanostrukturen nachgewiesen werden [65–67].

In der Regel wird für eindomänige Nanostrukturen, wie sie in BPM verwendet werden, das Stoner-Wohlfarth (SW) Modell zu Grunde gelegt [68]. Hierbei wird die Nanostruktur als Makrospin mit einem uniaxialen Potential beschrieben. In dieser

³engl. superconducting **q**uantum **i**nterference **d**evice

⁴magnetooptischer Kerr-Effekt

⁵engl. vibrating **s**ample **m**agnetometer

⁶Größenverteilung, Anisotropieverteilung, Achsenverteilung

⁷engl. **X**-ray **m**agnetic **c**ircular **d**ichroism

Kapitel 1 Einleitung

Arbeit wird in Kap. 4 der Einfluss von Abweichungen vom uniaxialen Potential auf das Schaltverhalten (winkelabhängig, temperaturabhängig) eines zylindrischen eindomänen Nanodots untersucht. Zusätzlich wird das thermische Schaltverhalten in Abhängigkeit von einem destabilisierenden Magnetfeld untersucht und mit Theorien von Kalmykov, Coffey und Brown verglichen [69–74]. Der Messaufbau ermöglicht es, die Eigenschaften der Nanostrukturen in verschiedenen Messgeometrien über einen großen Feld- und Temperaturbereich zu untersuchen. Mit Hilfe von zwei unabhängigen Messungen bei fester Temperatur wird ein Verfahren zur Bestimmung des magnetischen Momentes und der Anisotropieenergie vorgestellt. Die gemachten Annahmen werden in Kap. 4.3 erläutert und kritisch diskutiert.

Neben dem SW-Modell gibt es für eindomäne Nanopartikel eine weitere Art der Ummagnetisierung, die als „Curling“ [75–80] bezeichnet wird. In dieser Arbeit wird in Kap. 5 gezeigt, dass einzelne Kobaltkugeln mit einem Durchmesser von ca. 10 nm und einer Anisotropie von ca. 35 kJ/m^3 durch „Curling“ umschalten. Bisher wurde das „Curling“ winkelabhängig hauptsächlich in magnetischen Nanodrähten gemessen [81, 82].

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel sollen die für das Verständnis der Arbeit notwendigen theoretischen Grundlagen erklärt werden. Dazu zählen die relevanten Energiebeiträge zum Ferromagnetismus, verschiedene Ummagnetisierungsmechanismen eines eindomänen Ferromagneten, wie z.B. das Stoner-Wohlfarth-Modell und Curling, und der auftretende Superparamagnetismus. Außerdem wird auf die Hall-Effekte eingegangen, die der Messtechnik zu Grunde liegen.

2.1 Energiebeiträge

In diesem Kapitel werden die verschiedenen Energiebeiträge, die die Gesamtenergie eines Ferromagneten beschreiben, aufgeführt und deren Einfluss beschrieben. Die Gesamtenergie $E_{\text{ges.}}$ (Gl. 2.1) setzt sich aus der Austauschenergie $E_{\text{Austausch}}$, der Anisotropieenergie $E_{\text{Anisotropie}}$, der Demagnetisierungsenergie $E_{\text{Demag.}}$ und der Zeeman-Energie E_{Zeeman} zusammen.

$$E_{\text{ges.}} = E_{\text{Austausch}} + E_{\text{Anisotropie}} + E_{\text{Demag.}} + E_{\text{Zeeman}} \quad (2.1)$$

Austauschenergie

In einem Ferromagneten sind die magnetischen Momente langreichweitig parallel ausgerichtet. Diese Ausrichtung ist keine Folge der Dipol-Dipol-Wechselwirkung der Momente, da diese um mehrere Größenordnungen zu klein ist, um eine Ausrichtung der Momente bei Raumtemperatur zu erklären. Vielmehr ist die Austauschwechselwirkung für die Ausrichtung der magnetischen Momente verantwortlich, welche ein quantenmechanischer Effekt ist, der auf der Coulombabstoßung und dem Pauli-Prinzip beruht.

$$w_{i,j} = -2J \cdot \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j \quad (2.2)$$

Hierbei ist J das Austauschintegral, wobei $J > 0$ für einen Ferromagneten (parallele Ausrichtung der Momente) und $J < 0$ für einen Antiferromagneten (antiparallele Ausrichtung der Momente) gilt. Die Austauschwechselwirkung ist isotrop und gibt daher keine Vorzugsrichtung für die Magnetisierung vor.

Anisotropieenergie

Für die Vorzugsrichtung der Magnetisierung ist die magnetische Anisotropie verantwortlich. Sie bewirkt, dass es Richtungen im Magneten gibt, in denen sich die Magnetisierung leicht ausrichten lässt, leichte Achsen¹ genannt, und Richtungen in denen die Magnetisierung nur schwer ausgerichtet werden kann (schwere Achsen²). Die Anisotropieenergie setzt sich unter anderem aus der Volumenanisotropie und Grenz- und Oberflächenanisotropie zusammen. Die Volumenanisotropie bevorzugt auf Grund der Spin-Bahn-Wechselwirkung eine Ausrichtung entlang einer ausgezeichneten Richtung im Kristall.

Bei hcp Kobalt ist die c -Achse die ausgezeichnete Kristallachse, während bei kubischen Gittern wie bcc-Eisen und fcc-Nickel die Kristallrichtungen $\langle 100 \rangle$ (Fe) bzw. $\langle 111 \rangle$ (Ni) die ausgezeichneten Richtungen sind. Die in dieser Arbeit verwendeten Kobaltfilme wachsen auf einem Platin $\langle 111 \rangle$ Film, wodurch das Kobalt in hcp $\langle 0001 \rangle$ Struktur wächst [83]. Aufgrund dieses Wachstums liegt die c -Achse in Wachstumsrichtung, wodurch die Volumenanisotropie eine leichte Achse der Magnetisierbarkeit senkrecht zur Filmebene (perpendicular magnetic anisotropy (PMA)) bevorzugt. Gibt es wie beim hcp-Kobalt nur eine leichte Achse spricht man von uniaxialer Anisotropie, deren Energiedichte kann man, wie in Gl. 2.3, in einer Taylorentwicklung bis zur zweiten Ordnung schreiben.

$$\frac{E_{\text{Anisotropie,V}}}{V} = K_{1V} \cdot \sin^2(\theta) + K_{2V} \cdot \sin^4(\theta) \quad (2.3)$$

Hierbei sind K_{1V} und K_{2V} die Konstanten erster und zweiter Ordnung der Volumenanisotropie, für die für Kobalt bei Raumtemperatur folgende Werte von $K_{1V} = 410 \text{ kJ/m}^3$ und $K_{2V} = 100 \text{ kJ/m}^3$ [84] gefunden wurden.

Neben der Volumenanisotropie gibt die Grenz- und Oberflächenanisotropie einen Beitrag zur Gesamtanisotropie. Die Energiedichte durch die Grenz- und Oberflächenanisotropie wird über folgende Formel angegeben:

$$\frac{E_{\text{Anisotropie,G}}}{V} = \frac{2 \cdot K_G}{d} \cdot \sin^2 \theta \quad (2.4)$$

Der Faktor 2 ergibt sich, da es zwei Grenz- bzw. Oberflächen bei einer dünnen Schicht gibt, die als gleichwertig angesehen werden. Die Dicke d der Schicht geht antiproportional ein, während θ der Winkel zwischen Filmmormalen und Magnetisierung \vec{M} ist.

¹engl. easy axis

²engl. hard axis

Zeeman-Energie

Die Zeeman-Energie E_{Zeeman} beschreibt die Energie eines magnetischen Moments $\vec{\mu}$ in einem externen Magnetfeld $\mu_0 \vec{H}_{\text{ext}}$.

$$E_{\text{Zeeman}} = -\vec{\mu} \cdot \mu_0 \vec{H}_{\text{ext}}. \quad (2.5)$$

Die Zeeman-Energie ist minimal, wenn das magnetische Momente in Richtung des externen Feldes steht. Für einen ferromagnetischen Festkörper betrachtet man die Magnetisierung \vec{M} über das gesamte magnetische Volumen V , wodurch sich folgende Formel ergibt:

$$E_{\text{Zeeman}} = -\mu_0 \int_V \vec{M} \cdot \vec{H}_{\text{ext}} dV \quad (2.6)$$

Für die Energiedichte E_{Zeeman}/V der Zeeman-Energie ergibt sich folgende Form:

$$E_{\text{Zeeman}}/V = -\mu_0 \cdot \vec{M} \cdot \vec{H} = -\mu_0 \cdot M_S \cdot H \cdot \cos(\phi) \quad (2.7)$$

mit M_S die Sättigungsmagnetisierung und ϕ dem Winkel zwischen Magnetisierung \vec{M} und dem externen magnetischen Feld \vec{H} .

Streufeldenergie

Wie bereits im vorherigen Abschnitt beschrieben, gibt die Zeeman-Energie die Energie eines Ferromagneten in einem externen Magnetfeld an. Da die Magnetisierung eines Festkörpers ein Streufeld erzeugt, besitzt der Festkörper in diesem Feld eine Energie, die sogenannte Streufeldenergie. Sie ist für einen Festkörper mit dem Volumen V und der Magnetisierung \vec{M} durch Gl. 2.8 gegeben.

$$E_{\text{Streufeld}} = -\frac{\mu_0}{2} \int_V \vec{M} \cdot \vec{H}_S dV \quad (2.8)$$

Das Streufeld \vec{H}_S und die Magnetisierung \vec{M} sind über den sogenannten Demagnetisierungstensor \overleftrightarrow{N} verknüpft.

$$\vec{H}_S = -\overleftrightarrow{N} \cdot \vec{M} \quad (2.9)$$

In dieser Arbeit sind vorallem zwei verschiedene Formen von großer Bedeutung, zum einen ein ausgedehnter dünner Film und zum anderen eine dünne Zylinderscheibe. Die Energiedichte des Streufeldes eines dünnen ausgedehnten Films wird mit Gl. 2.8 bestimmt zu [85, 86]:

$$\frac{E_{\text{Streufeld,Film}}}{V} = \frac{\mu_0}{2} \cdot M_S^2 \cdot \cos^2(\theta) \quad (2.10)$$

wobei θ der Winkel zwischen \vec{M} und der Filmmormalen \vec{n} ist.

Der Energieunterschied $E_{\parallel} - E_{\perp}$ zwischen der Energie E_{\parallel} , bei der Magnetisierung in der Filmebenen liegt, und der Energie E_{\perp} , bei der Magnetisierung senkrecht zur Filmebenen steht, ist von besonderem Interesse. Für einen dünnen ausgedehnten Film ergibt sich:

$$E_{\parallel} - E_{\perp} = -\frac{\mu_0}{2} M_S^2 \quad (2.11)$$

Für einen Zylinder geben Millev et al. [87, 88] eine analytische Form an, um den Energieunterschied $E_{\parallel} - E_{\perp}$ zu berechnen.

$$E_{\parallel} - E_{\perp} = -\frac{\mu_0}{2} M_S^2 \cdot k \cdot \underbrace{\left(1 + \frac{2}{\pi} \kappa - \frac{3}{2\sqrt{1+\kappa^2}} \cdot {}_2F_1 \left(\frac{5}{2}; \frac{1}{2}; 2; \frac{\kappa^2}{1+\kappa^2} \right) \right)}_{\Delta N} \quad (2.12)$$

Hierbei ist das Aspektverhältnis zwischen Durchmesser d und der Höhe t des Zylinders durch $\kappa = d/t$ gegeben. ${}_2F_1$ bezeichnet eine hypergeometrische Funktion und k ist eine Konstante, die vom Gitter und der Dicke abhängig ist. Sie wird in dieser Arbeit $k = 1$ gesetzt und ist in der Literatur tabelliert [88].

2.2 Ummagnetisierungsmechanismen

In diesem Kapitel werden die verschiedenen Ummagnetisierungsmechanismen einer eindomänen ferromagnetischen Nanostruktur vorgestellt.

2.2.1 Stoner-Wohlfarth-Modell

Werden die Abmessungen eines Ferromagneten verkleinert, so ist es ab einer bestimmten Größe energetisch nicht mehr vorteilhaft mehrere Domänen zu bilden, da die Domänenwandenergie höher ist als die Reduzierung des Streufeldes. Man spricht dann von eindomänen Partikeln, deren kritischer Radius von der Austauschkopplung A und der Anisotropie K abhängt. Es gibt verschiedene Formeln zur Bestimmung des kritischen Radius hier sind nur zwei genannt. Zum einen für eine Kugel gibt Skomski [89] den kritischen Radius mit folgender Formel an:

$$R_{ED,Kugel}^{Skomski} \approx 18 \frac{l_0^2}{\delta_0} = \frac{36\sqrt{AK_1}}{\mu_0 M_S^2} \quad (2.13)$$

Weitere kritische Radien für eindomänige Kugeln sind in [90–93] zu finden. In dieser Arbeit werden zusätzlich eindomänige Zylinder untersucht deren Form durch einen flachen Ellipsoiden genähert werden kann. Für einen solchen Ellipsoiden mit einer Magnetisierung entlang der kurzen Achse geben Kronmüller und Fähnle [91] einen kritischen Durchmesser an.

$$D_{ED,Zylinder}^{KF} \approx \frac{24\sqrt{AK_1}}{\mu_0 M_S^2} \quad (2.14)$$

Für hcp-Kobalt wird eine uniaxiale Anisotropiekonstante K_1^{hcp} von 700 kJ/m^3 [94] gemessen, während für die Austauschkopplung $A = 31,4 \text{ pJ/m}$ gefunden wird [95]. Aus Gl. 2.13 und Gl. 2.14 ergeben sich folgende kritische Größen $R_{\text{ED,Kugel}}^{\text{Skomski}} = 64,8 \text{ nm}$ und $D_{\text{ED,Zylinder}}^{KF} = 43,2 \text{ nm}$. Mit dem gefunden kritischen Radius für Kugeln sind die untersuchten Kobaltkugeln eindomänig, während der gefundene kritische Durchmesser des Zylinders nahe an dem Durchmesser des untersuchten Nanodots liegt.

Geht man von einem uniaxialen System aus, gibt es verschiedene Ummagnetisierungsprozesse, um von der einen stabilen Magnetisierungsrichtung in die andere zu schalten. Das bekannteste Modell von Stoner-Wohlfarth [68] geht von einer kohärenten Rotation der magnetischen Spins als ein Makrospin aus. Die freie Energiedichte $\tilde{f} = E_{\text{ges.}}/V$ eines solchen uniaxialen eindomänigen Partikels für einen Raumwinkel θ wird folgendermaßen beschrieben:

$$\tilde{f} = \frac{E_{\text{ges.}}}{V} = K_u \cdot \sin^2(\theta) - \mu_0 \cdot M_S \cdot H \cdot \cos(\theta - \phi) \quad (2.15)$$

Hierbei sind K_u die uniaxiale Anisotropiekonstante, M_S die Sättigungsmagnetisierung, V das magnetische Volumen, θ der Winkel zwischen Magnetisierung \vec{M} und der Achse leichter Magnetisierung (z -Achse) und ϕ ist der Winkel zwischen Magnetisierung \vec{M} und dem externen magnetischen Feld \vec{H} . Häufig wird die Energiedichte in ihrer reduzierten Form ϵ angegeben.

$$\frac{E_{\text{ges.}}}{KV} = \epsilon = \sin^2(\theta) - 2 \cdot h \cos(\theta - \phi) \quad (2.16)$$

Hierbei wird das reduzierte Feld $h = \frac{H}{H_K}$ eingeführt, wobei das Anisotropiefeld mit $H_K = \frac{2K}{\mu_0 M_S}$ gegeben ist. Aus Gl. 2.15 lassen sich die Hysteresen (Abb. 2.1) herleiten, indem das externe Magnetfeld unter einem konstanten Winkel ϕ_H mit variierender Stärke angelegt wird und der Magnetisierungsvektor \vec{M} berechnet wird, für den die Gl. 2.15 minimal ist ($\frac{\partial \tilde{f}}{\partial \theta} = 0$, $\frac{\partial^2 \tilde{f}}{\partial \theta^2} > 0$). In Abb. 2.1 sind zwei unterschiedliche Auftragungen der Hysteresen des Stoner-Wohlfarth-Modells für verschiedene Winkel ϕ_H zu sehen. In Abbildung 2.1a ist die z -Komponente der Magnetisierung \vec{M} gegen das reduzierte externe Feld h gezeigt, während in b) die Magnetisierung in Richtung des externen Feldes gegen das reduzierte Feld h zu sehen ist. Die in Abbildung 2.1a gezeigten Kurven entsprechen den in dieser Arbeit gemessenen Hysteresen, da die verwendete Messmethode sensitiv auf die z -Komponente der Magnetisierung eines Nanodots ist. Dies wird in Kap. 3.4 noch genauer erklärt. Zu sehen ist, dass bei einem Winkel von 0° die Magnetisierung stabil in ihrer leichten Achse verharrt, bis die Koerzitivfeldstärke H_C erreicht ist und die Magnetisierung ihre Richtung umkehrt. Für größere Winkel zeigen die Hysteresen Krümmungen auf, die durch das Herausdrehen der Magnetisierung aus ihrer leichten Achse hervorgerufen werden. Bei einem Winkel 90° wird die Magnetisierung nur kohärent rotiert, wodurch kein Sprung in der Hysterese auftritt. Hier ist $H_C = H_K$ definiert.

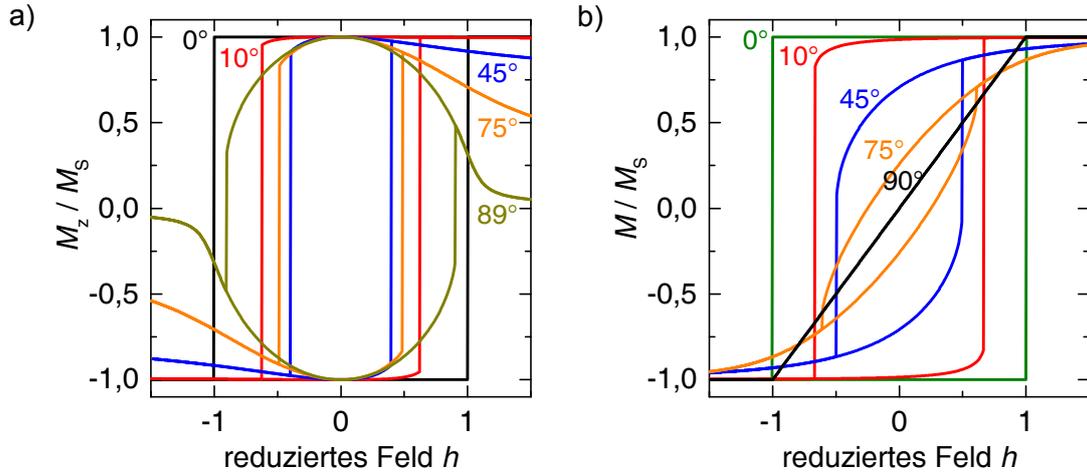


Abb. 2.1: Zwei verschiedene Auftragungen der Hysterese aus dem Stoner-Wohlfarth-Modell. In a) ist die z-Komponente der Magnetisierung M_z gegen das reduzierte Feld h aufgetragen und in b) ist aufgetragen die Magnetisierung in Richtung des externen Feldes gegen das reduzierte Feld

Zu den Hysterese bei $(\phi = 0^\circ)$ und $(\phi = 90^\circ)$ sind in Abb. 2.2 für verschiedene reduzierte Felder h die reduzierten freien Energiedichten ϵ gegen den Winkel θ der Magnetisierung zur leichten Achse aufgetragen. Für ein Feld parallel zur leichten Achse ($\phi = 0^\circ$) sind die Minima bei $\theta = 0^\circ$ und $\theta = 180^\circ$ für alle reduzierten Felder, wodurch die Magnetisierung immer parallel zur leichten Achse steht. Für steigendes h wird das Minimum bei $\theta = 0^\circ$ energetisch günstiger gegenüber dem Minimum bei $\theta = 180^\circ$ und bei $h = 1$ verschwindet das Minimum bei $\theta = 180^\circ$. Ist die Magnetisierung für $h < 1$ in dem Minimum bei $\theta = 180^\circ$, schaltet sie beim Verschwinden des Minimums in das Minimum bei $\phi = 0^\circ$. Den Verlauf der Energiebarrieren berechnet sich aus den Extremstellen von Gl. 2.15 ($\frac{\partial \tilde{f}}{\partial \theta} = 0$, $\frac{\partial^2 \tilde{f}}{\partial \theta^2} \neq 0$) zu $\Delta \tilde{f} = K \cdot (1 \pm h)^2$, wobei „+“ die Energiebarriere vom Minimum ($\theta = 0^\circ$) zum Maximum und „-“ die Energiebarriere zwischen dem metastabilen Minimum ($\theta = 180^\circ$) und den Maximum beschreiben. Bei h senkrecht zur leichten Achse ($\phi = 90^\circ$) sinkt die Energiebarriere zwischen den beiden Minima. Außerdem verändern sich die Lagen der Minima, wodurch die Magnetisierung nicht mehr parallel zur leichten Achse steht. Dies ist in der Hysterese durch die Krümmung zu sehen, da M_z abnimmt. Bei $h = 1$ verschmelzen die beiden Minima und die Magnetisierung steht senkrecht ($\theta = 90^\circ$) zur leichten Achse. Die reduzierte Energiebarriere berechnet sich ebenfalls aus den Extremstellen von Gl. 2.15 zu $\Delta \tilde{f} = K \cdot (h - 1)^2$.

Die Koerzitivfeldstärken H_C sind von besonderem Interesse und können aus der Gl. 2.15 berechnet werden. Die Schaltfelder geben den Punkt an, bei dem das eine Minimum der Energiedichte zu einem Sattelpunkt wird und nur noch ein Minimum bestehen bleibt. Mathematisch wird dies dadurch beschrieben, dass die

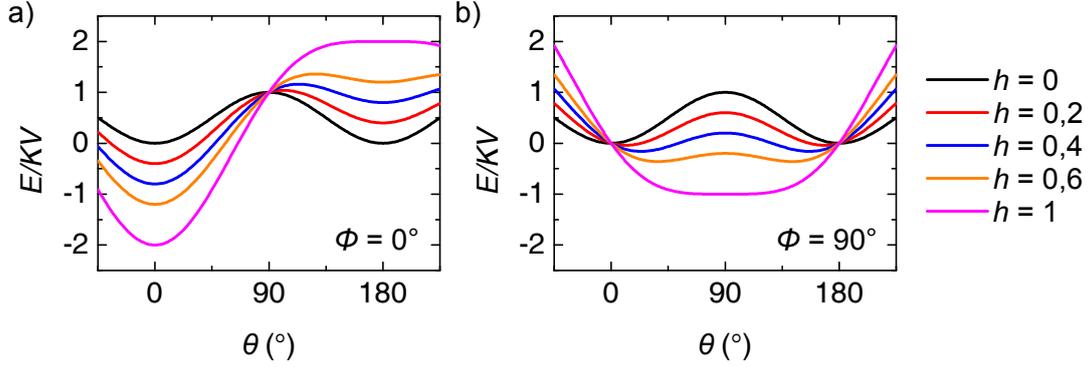


Abb. 2.2: Aufgetragen ist die freie reduzierte Energiedichte ($\epsilon = E/KV$) gegen den Winkel θ zwischen der Magnetisierung und der leichten Achse aufgetragen. Das reduzierte Feld $h \in [0; 1]$ wird unter festem Winkel a) $\phi = 0^\circ$ bzw. b) $\phi = 90^\circ$ zur leichten Achse angelegt. Für $h = 0$ sind die Minima bei $\theta = 0^\circ$ und $\theta = 180^\circ$ in a) und b) zu erkennen. Für $h > 0$ bleiben die Minima in a) bei $\theta = 0^\circ$ und $\theta = 180^\circ$, während sie in b) zusammenlaufen. Außerdem wird in a) das Minima bei $\theta = 0^\circ$ energetisch günstiger gegenüber dem bei $\theta = 180^\circ$. In b) bleiben die Minima gleichwertig und die Energiebarriere sinkt. Für $h = 1$ verschwindet das Minima bei $\theta = 180^\circ$, während die Minima in b) verschmelzen und die Magnetisierung steht senkrecht zur leichten Achse ($\theta = 90^\circ$).

erste und zweite Ableitung von Gl. 2.15 nach θ gleich 0 sind.

$$\frac{\partial \tilde{f}}{\partial \theta} = 2 \cdot K_u \cdot \sin(\theta) \cdot \cos(\theta) + \mu_0 \cdot M_S \cdot H \cdot \sin(\theta - \phi) \stackrel{!}{=} 0 \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{f}}{\partial \theta^2} = 2 \cdot K_u \cdot \cos(2 \cdot \theta) + \mu_0 \cdot M_S \cdot H \cdot \cos(\theta - \phi) \stackrel{!}{=} 0 \quad (2.18)$$

Durch Lösen des Gleichungssystems bestehend aus den Gleichungen 2.17 und 2.18, ergibt sich die Gleichung 2.19, die die Schaltfläche in Abhängigkeit vom Raumwinkel φ beschreibt.

$$H_C(\varphi) = H_K \left(\cos^{2/3}(\varphi) + \sin^{2/3}(\varphi) \right)^{-3/2} \quad (2.19)$$

Abbildung 2.3a zeigt die reduzierten Schaltfelder $h_c = H_C/H_K$ in Abhängigkeit vom Winkel des externen Feldes φ zur Filmmormalen. Zu sehen ist der Anstieg des reduzierten Feldes hin zur leichten (easy axis) und harten Achse (hard axis) der Magnetisierbarkeit. Außerdem ist zu sehen, dass das reduzierte Feld zwischen den beiden Achsen auf die Hälfte abfällt. Diese Auftragungsart wird in dieser Arbeit häufiger verwendet. Eine andere Auftragungsart der Schaltfelder ist in Abb. 2.3b zu sehen. Hierbei ist die Schaltfläche im zweidimensionalen Fall dargestellt, welche als Stoner-Wohlfarth-Astroid bekannt ist. In Abbildung 2.3c ist schließlich der dreidimensionale Stoner-Wohlfarth-Astroid dargestellt. Er ist rotationssymmetrisch zur z -Achse, welche die leichte Achse der Magnetisierbarkeit

ist. Im dreidimensionalen Fall wird deutlich, dass die harte Achse der Magnetisierbarkeit im zweidimensionalen Fall vielmehr eine harte Ebene (xy -Ebene) der Magnetisierbarkeit ist.

2.2.2 Verkippte Anisotropieachse

In einem rechtwinkligen Koordinatensystem bilden die Richtungskosinusse $(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3) = (\sin(\theta) \cos(\phi), \sin(\theta) \sin(\phi), \cos(\theta))$ jede Richtung der Magnetisierung bezüglich der Koordinatenachsen ab, wobei der Polarwinkel $\theta \in [0, \pi]$ den Winkel zwischen z -Achse und Magnetisierung beschreibt. Während die Rotation gegen den Uhrzeigersinn um die z -Achse durch den Azimutwinkel $\phi \in [0, 2\pi]$ beschrieben wird. Die Gibbs'sche freie Energiedichte E/V der Kristallanisotropie kann nach Akulov [96, 97] durch eine Potenzreihe ausgedrückt werden, wodurch sich nachfolgender Ausdruck ergibt [86, 98]

$$E/V = K_0 + K_1 \underbrace{(\alpha_1 + \alpha_2)^2}_{1 - \alpha_3^2 = \sin^2(\theta)} + K_2 \underbrace{(\alpha_1 + \alpha_2)^4}_{\sin^4(\theta)} + \dots \quad (2.20)$$

Betrachtet man nun eine um $(\theta_0, \phi_0 = 0^\circ)$ verkippte Kristallachse, wird die uniaxiale Anisotropie um die y -Achse mit der Drehmatrix D_y gedreht.

$$D_y = \begin{pmatrix} \cos \theta_0 & 0 & -\sin \theta_0 \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \theta_0 & 0 & \cos \theta_0 \end{pmatrix} \quad (2.21)$$

Die Richtungskosinusse $(\alpha'_1, \alpha'_2, \alpha'_3)$ im xyz -Koordinatensystem ergeben sich nach Gl. 2.22.

$$\begin{pmatrix} \alpha'_1 \\ \alpha'_2 \\ \alpha'_3 \end{pmatrix} = D_y \cdot \begin{pmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \alpha_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_0 \cdot \sin \theta \cdot \cos \phi - \sin \theta_0 \cdot \cos \theta \\ \sin \theta \cdot \sin \phi \\ \sin \theta_0 \cdot \sin \theta \cdot \cos \phi + \cos \theta_0 \cdot \cos \theta \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

Es gilt $\alpha_1'^2 + \alpha_2'^2 = 1 - \alpha_3'^2$. Für die verkippte Kristallanisotropie ergibt sich die Gibbs'sche freie Energiedichte analog zu Gl. 2.20 zu

$$E/V = K_0 + K_1(1 - \alpha_3'^2) = K_0 + K_1(1 - (\sin \theta_0 \cdot \sin \theta \cdot \cos \phi + \cos \theta_0 \cdot \cos \theta)^2) \quad (2.23)$$

Mit Hilfe der Drehung von Anisotropieachsen (Gl. 2.23) wird in Kapitel 4.3.5 ein System aus mehreren Anisotropien mit verschiedenen ausgerichteten Anisotropieachsen gebildet, um einen Nanodot zu beschreiben, dessen Kristallanisotropie zur Formanisotropie verkippt ist.

2.2.3 Curling

Neben der kohärenten Rotation gibt es eine zweite Mode für das Umschalten der Magnetisierung eines eindomänen Partikels, die „Curling“ genannt wird. Diese Theorie wird in der Literatur hauptsächlich von A. Aharoni [75–80] betrachtet. Beim „Curling“ vollführen die magnetischen Spins eine inkohärente Drehung durch, indem sie kreisförmig um die leichte Achse verkippt werden. Im Gegensatz zur kohärenten Rotation wird hier die Streufeldenergie auf Kosten der Austauschenergie minimiert. Für den kritischen Durchmesser für den Übergang von kohärenter Rotation zum „Curling“ geben Kronmüller und Fähnle [91] nachfolgende Formel an:

$$D_{\text{koh. Rot.}}^{\text{KF}} \approx 3,68 \sqrt{\frac{2A}{N_{\perp} \mu_0 M_S^2}} = 3,68 \frac{l_0}{\sqrt{N_{\perp}}} \quad (2.24)$$

Während Aharoni [99] für Ellipsoiden einen kritischen Radius Gl. 2.25 angibt

$$R_0 = \sqrt{\frac{A}{\mu_0 M_S^2}} \quad (2.25)$$

Mit der Austauschsteifigkeit A von 31,4 pJ/m [95] ergibt sich nach Gl. 2.25 ein kritischer Radius R_0 von 3,47 nm oberhalb es zu „Curling“ kommen soll. Neben dem SW-Modell und dem „Curling“ gibt es noch einen weiteren Umschaltmechanismus das sogenannte „Buckling“ [100, 101], welches nicht in endlichen kurzen Zylinder vorkommen kann [100] und daher in dieser Arbeit vernachlässigt wird.

Ein anderes Modell geht von der Nukleation einer Domäne aus, die anschließend durch die Struktur wandert [102]. Auf dieses Modell wird in Kap. 5.4 noch eingegangen.

2.3 Thermisches Schaltverhalten

In den vorherigen Kapiteln wird der Umschaltprozess auf Grund eines Magnetfeldes beschrieben. Hierbei wird die Energiebarriere durch das Magnetfeld verändert, bis sie schließlich verschwindet und der Umschaltprozess stattfindet. In diesem Kapitel wird der Umschaltprozess auf Grund thermischer Energie betrachtet. Hierbei ist die thermische Energie groß genug, so dass die Magnetisierung ihre Orientierung durch Schalten über die Energiebarriere ΔE ändern kann. Dies wird als superparamagnetisches Verhalten bezeichnet und wurde zuerst von Néel [103] und später durch Brown [69, 104] betrachtet. Wie beim SW-Modell wird eine eindomänige ferromagnetische Struktur mit dem Volumen V betrachtet, die eine uniaxiale Anisotropie (K) besitzt, weshalb sie zwischen zwei Zuständen „up“ und „down“ schaltet. Die Schaltfrequenz f zwischen den Zuständen wird durch das Néel-Brown-Gesetz bzw. Néel-Arrhenius-Gesetz (Gl. 2.26) beschrieben.

$$f = f_0 \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B \cdot T}\right) = f_0 \cdot \exp\left(-\frac{K \cdot V}{k_B \cdot T}\right) \quad (2.26)$$

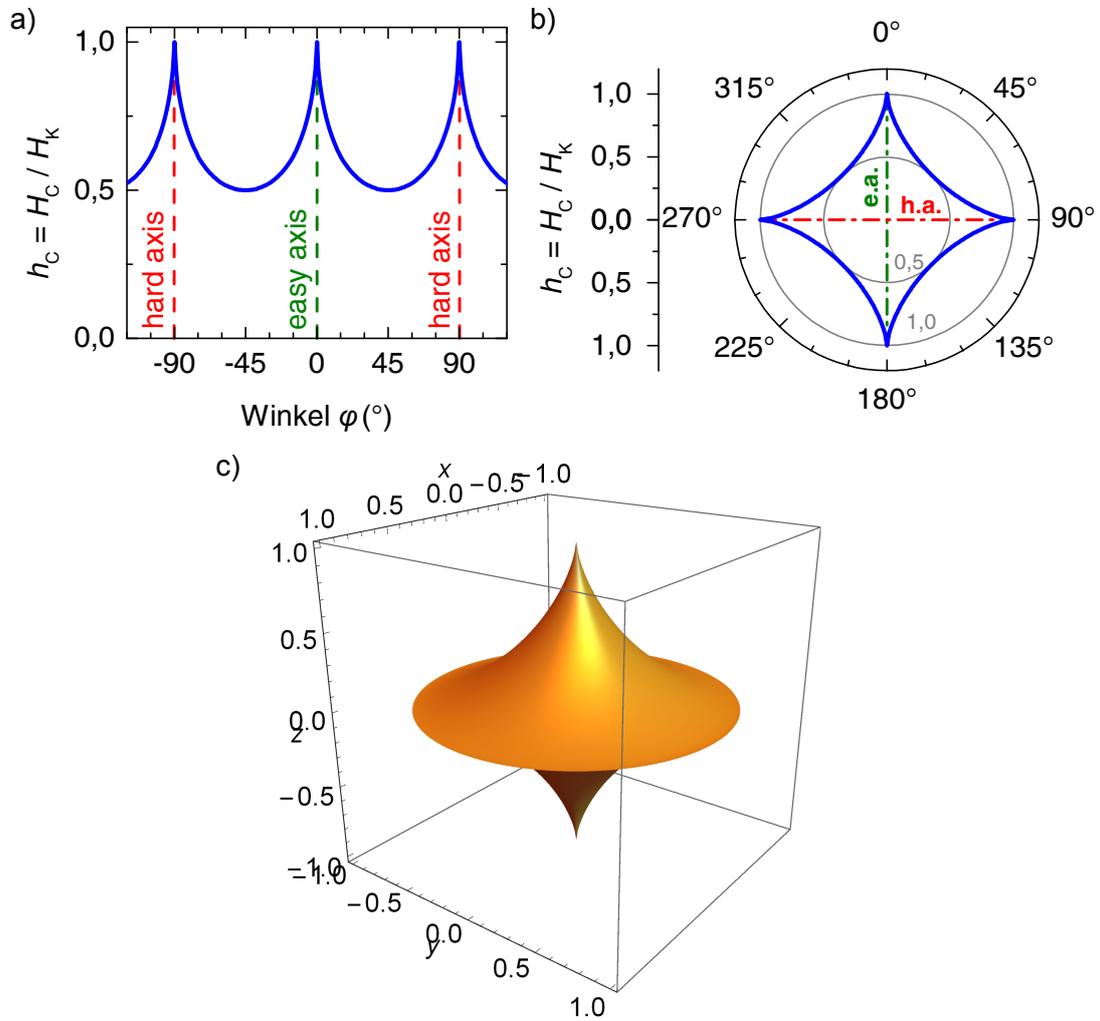


Abb. 2.3: Zu sehen sind die reduzierten Schaltfelder h_c berechnet nach Gl. 2.19 im zwei- (a und b) bzw. dreidimensionalen (c) Fall. In a) ist das reduzierte Schaltfeld h_c gegen den Winkel φ des Magnetfeldes zur Filmmormalen aufgetragen. Zu sehen ist, dass h_c zu den leichten und harten Achsen hin ansteigt und zwischen den beiden Achsen auf die Hälfte abfällt. In b) ist eine andere Auftragung der Schaltfelder in Abhängigkeit vom Winkel φ zu sehen, die als Stoner-Wohlfarth-Asteroid bekannt ist. In c) ist schließlich die gesamte dreidimensionale Stoner-Wohlfarth-Asteroid zu sehen.

Hierbei ist f_0 die Versuchsschaltfrequenz³, die in der Größenordnung von 10^9 Hz bis 10^{11} Hz [74] liegen soll. Ohne Magnetfeld beträgt die Energiebarriere $\Delta E = K \cdot V$. Analog zu Gl. 2.26 wird die mittlere Verweilzeit mit

$$\tau_m = \frac{1}{f_m} = \tau_0 \cdot \exp\left(\frac{\Delta E}{k_B \cdot T}\right) \quad (2.27)$$

angegeben. Sie beschreibt die Zeit, die im Mittel zwischen zwei Schaltereignissen vergeht. Die Gl. 2.27 benutzen Bean und Livingston [105] um die sogenannte „Blocking“-Temperatur T_B zu definieren, die den Übergang von ferro- zu superparamagnetischen Verhalten angibt. Hierbei nehmen sie eine typische Messzeit von $\tau = 100$ s und $\tau_0 = 10^{-9}$ s an und stellen Gl. 2.27 nach dem Energieverhältnis um.

$$\frac{K \cdot V}{k_B \cdot T_B} = \ln\left(\frac{\tau}{\tau_0}\right) \approx 25 \quad (2.28)$$

Die „Blocking“-Temperatur ist damit keine feste Eigenschaft des Ferromagneten, da sie von Parametern des Experimentes (Messzeit) abhängig ist.

Das Schaltverhalten hängt nach Gl. 2.27 direkt von der Energiebarriere ΔE ab. Für ein Magnetfeld entlang der harten Achse ergibt sich $\Delta E = KV(h - 1)^2$ und für ein Magnetfeld entlang der leichten Achse $\Delta E = KV(1 \pm h)^2$ mit dem reduzierten Feld h . Dies ist in Kap. 2.2.1 genauer erklärt. Häufig wird die Versuchsschaltfrequenz f_0 als konstant angenommen, obwohl sie von der Temperatur und dem Magnetfeld abhängig ist.

Die Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung (LLG) [106] beschreibt die Dynamik der Magnetisierung eines einzelnen Partikels. Anhand der LLG stellt Brown eine Verteilungsfunktion der Orientierung des Magnetisierungsvektors auf, der eine Fokker-Planck Gleichung zu Grunde liegt [69]. Unter der Annahme einer großen Barriere $\Delta E \gg k_B T$ und einem Magnetfeld entlang der leichten Achse gibt Brown [69, 104] nachfolgende Ratengleichung 2.29 als Lösung an.

$$f_{\pm} = f_{0\pm} \cdot \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B \cdot T}\right) = f_{0\pm} \cdot \exp\left(-\frac{K \cdot V}{k_B \cdot T}(1 \pm h)^2\right) \quad (2.29)$$

Hier gibt \pm die jeweilige Richtung des Schaltens an, wobei das Plus für den Übergang vom energetisch günstigeren Minimum in das metastabile Minimum und das Minus für den anderen Übergang stehen. Der Vorfaktor $f_{0\pm}(h, T)$ wird von Brown [69] mit Gl. 2.30 angegeben.

$$f_{0\pm}(h, T) = \frac{\alpha \cdot \gamma}{1 + \alpha^2} \cdot \sqrt{\frac{(\mu_0 \cdot H_K)^2 \cdot M_S \cdot V}{2\pi \cdot k_B \cdot T}} \cdot (1 \pm h) \cdot (1 - h^2) \quad (2.30)$$

Hierbei ist γ das gyromagnetische Verhältnis, α ein Dämpfungsparameter und $H_K = \frac{2K}{\mu_0 M_S}$ das Anisotropiefeld. Durch numerische Berechnungen zeigt Aharoni [107], dass Browns $f_{0\pm}(h, T)$ (Gl. 2.30) auch im Bereich von $\Delta E \approx k_B T$ gute Ergebnisse liefert.

³eng. attempt frequency

Thermisches Schaltverhalten mit Magnetfeld unter beliebigen Winkel

Coffey und Kalmykov [74] geben eine Zusammenfassung und eine allgemeine Betrachtung für die in dieser Arbeit angenommene uniaxiale Anisotropie mit einem Magnetfeld unter einem beliebigen Winkel an. In dieser Arbeit werden die Schaltzeiten für konstante Magnetfelder unter einem Winkel ϕ zur leichten Achse untersucht, wobei von besonderem Interesse der Spezialfall eines Magnetfeldes senkrecht zur leichten Achse ($\phi = \pi/2$) ist. Um die Messungen im theoretischen Rahmen beschreiben zu können, werden hier die nötigen Formeln für eine uniaxiale Anisotropie mit einem Magnetfeld unter einem beliebigen Winkel vorgestellt.

Brown [70] gibt für den mittel bis stark gedämpften (IHD⁴) Fall ($\alpha > 1$) für eine uniaxiale Energiedichte (Gl. 2.16) für die Übergangsraten Γ_{12}^{IHD} bzw. Γ_{21}^{IHD} vom Minimum 1 zum Minimum 2 bzw. von 2 nach 1 folgende Gleichungen an.

$$\Gamma_{12}^{\text{IHD}} = \frac{\Omega_0 \omega_1}{2\pi\omega_0} \exp\left(-\frac{KV(\epsilon_0 - \epsilon_1)}{k_B T}\right) \quad (2.31)$$

$$\Gamma_{21}^{\text{IHD}} = \frac{\Omega_0 \omega_2}{2\pi\omega_0} \exp\left(-\frac{KV(\epsilon_0 - \epsilon_2)}{k_B T}\right) \quad (2.32)$$

Hierbei sind ϵ_1 und ϵ_2 die Minima der reduzierten Energiedichte und ϵ_0 ein lokales Maximum, welches die kleinste Energiebarriere zwischen den Minima beschreibt. Außerdem sind ω_k ($k=1,2$), ω_0 und Ω_0 gegeben durch:

$$\omega_k = \frac{\gamma}{M_S} \sqrt{c_1^{(k)} c_2^{(k)}}; \quad (k = 1, 2) \quad (2.33)$$

$$\omega_0 = \frac{\gamma}{M_S} \sqrt{-c_1^{(0)} c_2^{(0)}} \quad (2.34)$$

$$\Omega_0 = \frac{\beta}{4\tau_N} [-c_1^{(0)} - c_2^{(0)} + \sqrt{(c_2^{(0)} - c_1^{(0)})^2 - 4\alpha^{-2} c_1^{(0)} c_2^{(0)}}] \quad (2.35)$$

mit $\beta = \frac{V}{k_B T}$ und τ_N der freien Diffusionszeit der Magnetisierung, welche in der Größenordnung von 10^{-11} s bis 10^{-8} s [74] liegt.

$$\tau_N = \frac{\beta M_S (1 + \alpha^2)}{2\gamma\alpha} \quad (2.36)$$

Für $c_1^{(p)}$ und $c_2^{(p)}$ sind in Ref. [71, 108, 109] generelle Gleichungen 2.37 und 2.38 angegeben.

$$\beta c_1^{(p)} = 2\sigma [\cos(2\theta_p) + h \cos(\theta_p - \phi)] \quad (2.37)$$

$$\beta c_2^{(p)} = 2\sigma [\cos^2(\theta_p) + h \cos(\theta_p - \phi)] \quad (2.38)$$

wobei $\sigma = \frac{K \cdot V}{k_B \cdot T}$ und θ_p die Winkel der Magnetisierung sind, für die die freie Energiedichte (Gl. 2.16) die Minima und das lokale Maximum annimmt ($\frac{\partial \epsilon}{\partial \theta} = 0$).

⁴engl. intermediate high damping

Die Energiedifferenz zwischen lokalen Maximum und Minima ist die kleinste Energiebarriere. Aus $\frac{\partial \epsilon}{\partial \theta} = 0$ ergibt sich die Gleichung 2.39.

$$\sin(2\theta) = 2h \sin(\phi - \theta) \quad (2.39)$$

Kalmykov [72, 73] gibt für die Lösungen von Gl. 2.39 konvergierende Taylorreihen für beliebige Ordnung von h an.

$$\cos \theta_0 = -h \cos \phi - \frac{1}{2}h^2 \sin 2\phi - \frac{1}{2}h^3 \sin \phi \sin 2\phi - \frac{1}{8}h^4 (3 - \cos 2\phi) \sin 2\phi + \mathcal{O}(h^4) \quad (2.40)$$

$$\cos \theta_{1,2} = \pm 1 \mp \frac{1}{2}h^2 \sin^2 \phi + h^3 \sin^2 \phi \cos \phi \mp \frac{1}{16}h^4 (13 + 11 \cos 2\phi) + \mathcal{O}(h^4) \quad (2.41)$$

θ_0 ist der Winkel des lokalen Maximums und $\theta_{1,2}$ sind die Winkel der Minima. Mit diesen Taylorreihen lassen sich alle Parameter bestimmen und die größte Relaxationszeit ergibt sich zu $\tau_{\text{IHD}} = 1/(\Gamma_{12}^{\text{IHD}} + \Gamma_{21}^{\text{IHD}})$.

Für $\phi = \pi/2$ (Feld senkrecht zur leichten Achse) findet Kalmykov [72, 73] für IHD ($\alpha > 1$):

$$\tau_{\text{IHD}} = \frac{2\tau_{\text{N}}\pi\sqrt{\hbar}}{\sigma\sqrt{1+h} \cdot (1-2h + \sqrt{1+4h(1-h)\alpha^{-2}})} \cdot e^{\sigma(h-1)^2} \quad (2.42)$$

Für den sehr wenig gedämpften (VLD⁵) Fall ($\alpha \ll 1$) wurden die Übergangsraten ($\Gamma_{12}^{\text{VLD}}, \Gamma_{21}^{\text{VLD}}$) von Klick und Gunther [110, 111] abgeleitet und von Coffey et al. [112] überprüft zu:

$$\Gamma_{12}^{\text{VLD}} = \frac{\omega_1 \alpha S_1}{2\pi} \exp\left(-\frac{KV(\epsilon_0 - \epsilon_1)}{k_{\text{B}}T}\right) \quad (2.43)$$

$$\Gamma_{21}^{\text{VLD}} = \frac{\omega_2 \alpha S_2}{2\pi} \exp\left(-\frac{KV(\epsilon_0 - \epsilon_2)}{k_{\text{B}}T}\right) \quad (2.44)$$

Hierbei ist S_i die dimensionslose Aktionsvariable am lokalen Maximum der Energiedichte und ist definiert als:

$$S_i = \beta \oint_{\epsilon(\theta,\phi)=\epsilon_0} \left[(1 - \cos^2 \theta) \frac{\partial}{\partial \cos \theta} \epsilon(\theta, \phi) d\phi - \frac{1}{1 - \cos^2 \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} \epsilon(\theta, \phi) d \cos \theta \right] \quad (2.45)$$

Das Wegintegral in Gl. 2.45 beschreibt den Weg durch die Energielandschaft, den die Magnetisierung bei ihrer Umkehr über das lokale Maximum ϵ_0 beschreitet. Mit Hilfe einer Taylorreihe [72] für S_i gibt Kalmykov [72, 73] für $\phi = \pi/2$ für die größte Schaltzeit τ_{VLD} im wenig gedämpften Fall Gl. 2.46 an.

$$\tau_{\text{VLD}} = \frac{\pi \cdot \exp(\sigma \cdot (h-1)^2)}{8\sigma^2 \cdot \sqrt{h} \cdot (1-h)^2} \cdot \left[1 - \frac{13}{6}h + \frac{11}{8}h^2 - \frac{3}{16}h^3 + \mathcal{O}(h^4) \right]^{-1} \quad (2.46)$$

⁵engl. very low damping

Im Übergangsbereich ($1 > \alpha > 0,01$) zwischen IHD und VLD werden die Übergangsraten in Ref. [112, 113] mit

$$\Gamma_{ij} = A(\alpha S_i) \Gamma_{ij}^{\text{IHD}} \quad (2.47)$$

angegeben, wobei S_i durch Gl. 2.45 gegeben ist und $A(\alpha S_i)$ wird durch nachfolgende Gleichung beschrieben:

$$A(\alpha S_i) = \exp \left[\frac{1}{\pi} \int_0^\infty \frac{\ln[1 - \exp(-\alpha S_i(x^2 + 1/4))]}{x^2 + 1/4} dx \right] \quad (2.48)$$

Für die größte Schaltzeit im Übergangsbereich ergibt sich damit:

$$\tau = \tau_{\text{IHD}} \frac{A(\alpha S_1 + \alpha S_2)}{A(\alpha S_1)A(\alpha S_2)} \quad (2.49)$$

Gl. 2.49 geht für die Grenzfälle $\alpha \rightarrow 0$ in Gl. 2.46 und für $\alpha \rightarrow \infty$ in Gl. 2.42 über.

Die Ergebnisse sind in einem Übersichtsartikel von Coffey und Kalmykov [74] zusammengefasst. Außerdem sind die Ergebnisse für weitere Anisotropien (kubische, biaxial) aufgeführt.

Damit sind in diesem Kapitel die theoretischen Formel für die Schaltzeiten bei einem Magnetfeld parallel und senkrecht zur leichten Achse aufgeführt.

2.4 Einfluss des Magnetfeldes auf die Energiebarriere

Im vorherigen Kapitel werden die theoretischen Betrachtungen der Schaltzeiten eines Partikels mit einer uniaxialen Anisotropie für ein konstantes Magnetfeld parallel und senkrecht zur leichten Achse gegeben. In diesem Kapitel sollen nun die Auswirkungen des Magnetfeldes auf die Energiebarriere und damit auf das Schaltverhalten betrachtet werden. Der Fokus liegt dabei auf möglichen Messungen, um verschiedene Parameter des Partikels zu bestimmen.

Als erstes wird ein Magnetfeld parallel zur leichten Achse betrachtet, wodurch die Schaltfrequenz f_\pm durch Gl. 2.29 angegeben wird. In Abbildung 2.2 ist die Veränderung der Energielandschaft für verschiedene reduzierte Felder h gezeigt. Für steigendes h wird ein Minimum energetisch günstiger gegenüber dem anderen, wodurch die beiden Energiebarrieren unterschiedlich groß sind. Die unterschiedlichen Energiebarrieren führen zu unterschiedlichen Schaltfrequenzen für die beiden Übergänge. Dies nutzt Sinwani et al. [114] aus, um auf das magnetische Moment einer superparamagnetischen Struktur zu schließen. Für jedes Magnetfeld wird der Quotient der gemessenen Schaltzeiten (Gl. 2.50) berechnet.

$$\frac{\tau_+ - \tau_-}{\tau_+ + \tau_-} = \frac{\tau_{0,+} \cdot \exp\left(\frac{K \cdot V}{k_B \cdot T} \cdot (1 + h)^2\right) - \tau_{0,-} \cdot \exp\left(\frac{K \cdot V}{k_B \cdot T} \cdot (1 - h)^2\right)}{\tau_{0,+} \cdot \exp\left(\frac{K \cdot V}{k_B \cdot T} \cdot (1 + h)^2\right) + \tau_{0,-} \cdot \exp\left(\frac{K \cdot V}{k_B \cdot T} \cdot (1 - h)^2\right)} \quad (2.50)$$

2.4 Einfluss des Magnetfeldes auf die Energiebarriere

Es wird $\tau_{0,+} = \tau_{0,-}$ angenommen, wodurch sich Gl. 2.50 zu Gl. 2.51 vereinfachen lässt.

$$\frac{\tau_+ - \tau_-}{\tau_+ + \tau_-} = \tanh\left(2h \cdot \frac{K \cdot V}{k_B \cdot T}\right) = \tanh\left(\frac{m \cdot \mu_0 H}{k_B \cdot T}\right) \quad (2.51)$$

Durch Anpassung von Gl. 2.51 an die gemessenen Schaltzeiten lässt sich damit das magnetische Moment m der Struktur bestimmen.

Analog lässt sich das Verhältnis der Schaltzeiten (Gl. 2.52) bilden.

$$\frac{\tau_+}{\tau_-} = \frac{\tau_{0,+} \cdot \exp\left(\frac{K \cdot V}{k_B \cdot T} \cdot (1 + h)^2\right)}{\tau_{0,-} \cdot \exp\left(\frac{K \cdot V}{k_B \cdot T} \cdot (1 - h)^2\right)} \quad (2.52)$$

Für $\tau_{0,\pm}$ wird der Vorfaktor $1/f_{0,\pm}$ (Gl. 2.30) von Brown eingesetzt und Gl. 2.52 vereinfacht sich zu Gl. 2.53.

$$\ln\left(\frac{\tau_+}{\tau_-}\right) = \underbrace{\ln\left(\frac{1-h}{1+h}\right)}_{\tau_{0,+}/\tau_{0,-}} + \frac{4h \cdot K \cdot V}{k_B \cdot T} \quad (2.53)$$

Durch Einsetzen des reduzierten Feldes h ergibt sich:

$$\ln\left(\frac{\tau_+}{\tau_-}\right) = \ln\left(\frac{2K \cdot V - \mu_0 H \cdot m}{2K \cdot V + \mu_0 H \cdot m}\right) + \frac{2\mu_0 H \cdot m}{k_B \cdot T} \quad (2.54)$$

Wird hierbei $\tau_{0,+} = \tau_{0,-}$ angenommen, fällt der logarithmische Summand weg und aus der Steigung kann direkt m bestimmt werden. Dies benutzt Staeck [67], um m für einen Co/Pt-Nanopunkt mit einem Durchmesser von 50 nm zu bestimmen. Er zeigt ebenfalls, dass Gl. 2.51 und Gl. 2.54 unter der Annahme $\tau_{0,+} = \tau_{0,-}$ die gleichen Ergebnisse liefern. Des Weiteren gibt Staeck [67] eine Abschätzung für $\tau_{0,+} \neq \tau_{0,-}$ für den Einfluss des logarithmischen Summanden. Dieser liegt bei physikalisch sinnvollen Werten für $\sigma = 20$, $H_K = 220000$ A/m und $\mu_0 H = 10$ mT bei 2,6 %.

Betrachtung der Energiebarriere bei konstantem reduzierten Feld bei Veränderung des Winkels α zur harten Achse

In diesem Abschnitt wird die Veränderung der Energiebarriere bei einem konstanten reduzierten Feld h bei Veränderung des Winkels α zur harten Achse untersucht. Betrachtet werden die Energiebarrieren $\Delta\epsilon_{\text{up}}$ und $\Delta\epsilon_{\text{down}}$ für die reduzierte Energiedichte ϵ (Gl. 2.16), wie sie in Abb. 2.4a definiert sind. Hierbei ist vor allem interessant, die Differenz der beiden Energiebarrieren $\Delta\epsilon_{\text{up}}$ und $\Delta\epsilon_{\text{down}}$ zu untersuchen, um es mit dem Verhalten der Energiebarriere bei einem Magnetfeld parallel zur leichten Achse zu vergleichen, da dies zur Bestimmung des magnetischen Moments m im superparamagnetischen Regime, wie im vorherigen Abschnitt beschrieben wird, benutzt wird.

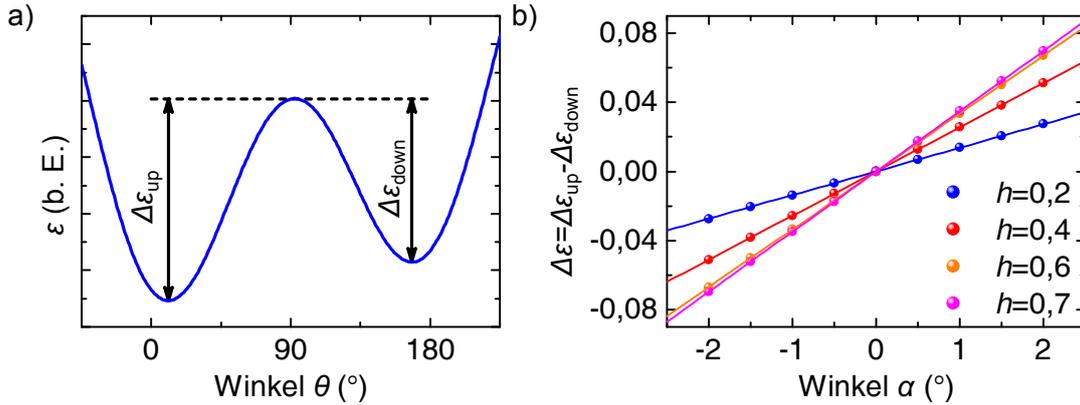


Abb. 2.4: a) Für die Definition der reduzierten Energiebarrieren $\Delta\epsilon_{\text{up}}$ und $\Delta\epsilon_{\text{down}}$ ist die reduzierte Energiedichte ϵ (Gl. 2.16) gegen den Winkel θ für einen beliebigen Winkel ϕ und beliebiges reduziertes Feld h aufgetragen. b) Aufgetragen ist die Differenz $\Delta\epsilon$ der reduzierten Energiebarrieren $\Delta\epsilon_{\text{up}}$ und $\Delta\epsilon_{\text{down}}$ gegen den Winkel α für verschiedene reduzierte Felder h . Die Linien sind lineare Anpassungen an die Werte.

In Abbildung 2.4b ist die Differenz $\Delta\epsilon$ der reduzierten Energiebarrieren $\Delta\epsilon_{\text{up}}$ und $\Delta\epsilon_{\text{down}}$ für verschiedene reduzierte Felder h gegen den Winkel α aufgetragen. Der Winkel α wird um $\pm 2^\circ$ um die harte Achse in $0,5^\circ$ -Schritten variiert. Zu sehen ist, dass die Differenz der Energiebarrieren im betrachteten Winkelbereich linear verläuft. Um die Veränderung von $\Delta\epsilon$ mit dem Verhalten der Energiebarriere bei einem Magnetfeld parallel zur leichten Achse zu vergleichen, ist in Abbildung 2.5a $\Delta\epsilon$ für verschiedene reduzierte Felder h gegen den Anteil des Magnetfeldes h_z parallel zur leichten Achse, was sich aus der Beziehung $h_z = h \cdot \sin(\alpha)$ ergibt, aufgetragen. Die gestrichelten Linien sind lineare Anpassungen an die Werte. Für $h_z = 0$ ($\alpha = 0^\circ$) liegt das gesamte reduzierte Feld h in Richtung der harten Achse an, wodurch keiner der beiden Zustände „up“ und „down“ bevorzugt ist und ihre Energiebarrieren gleich groß sind, weshalb alle Geraden durch den Ursprung gehen. Zu sehen ist, dass sich für die verschiedenen Feldstärken Geraden mit unterschiedlichen Steigungen ergeben. Zusätzlich ist in Abb. 2.5a die Gerade (---) eingezeichnet für den Fall ($h_{e.a.}$), dass das Feld parallel zur leichten Achse variiert wird.

In Abbildung 2.5b sind die Steigungen der linearen Anpassungen $\frac{\partial(\Delta\epsilon)}{\partial(h_z)}$ aus Abbildung 2.5a gegen das reduzierte Feld h aufgetragen. Der Verlauf (—) ergibt durch Berechnung der Steigungen in $\delta h = 0,01$ Schritten. Zusätzlich ist als Grenzfall die Steigung der Geraden für das Feld parallel zur leichten Achse (---) eingezeichnet. Zu sehen ist, dass die Steigung mit steigendem h abnimmt.

Aus der Betrachtung folgt, dass bei $\alpha \neq 0$ eine h_z Komponente resultiert, die die Minima gegeneinander verschiebt. Gleichzeitig reduziert die inplane Komponente die Energiebarriere und verschiebt die Minima zueinander. Dadurch sind die Steigungen unterschiedlich und sind nicht mit Gl. 2.54 auswertbar, da sich zu

2.4 Einfluss des Magnetfeldes auf die Energiebarriere

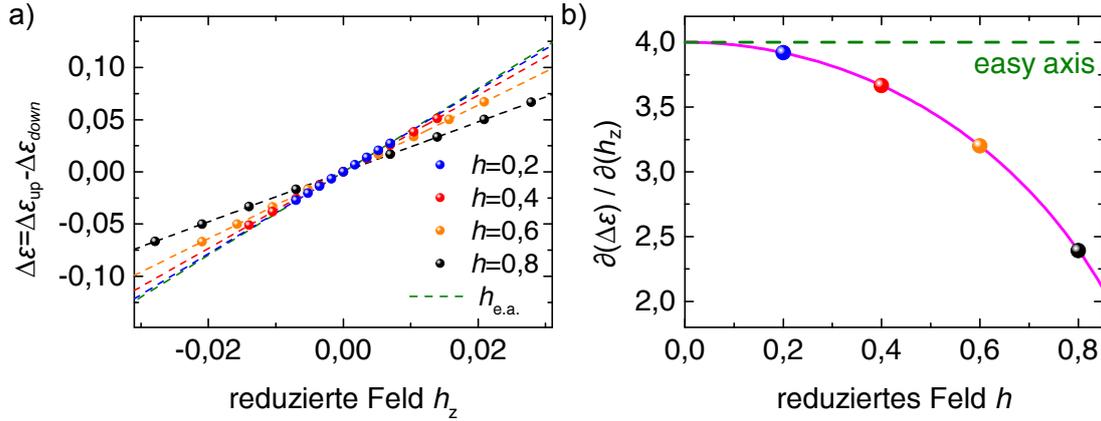


Abb. 2.5: a) Aufgetragen ist die Differenz $\Delta\epsilon$ der reduzierten Energiebarrieren $\Delta\epsilon_{\text{up}}$ und $\Delta\epsilon_{\text{down}}$ gegen den Anteil des Magnetfeldes parallel zur leichten Achse ($h_z = h \cdot \sin(\alpha)$) für verschiedene reduzierte Felder h . Die gestrichelten Linien sind lineare Anpassungen an die Werte. Zusätzlich ist die Gerade für ein Magnetfeld parallel zur leichten Achse ($h_{\text{e.a.}}$) eingezeichnet. b) Aufgetragen sind die Steigungen der linearen Anpassungen aus a) (Kugeln) gegen das reduzierte Feld h . Der Verlauf (—) ergibt sich durch Berechnung der Steigungen in $\delta h = 0,01$ Schritten. Zusätzlich ist der Grenzfall (---) für das Magnetfeld parallel zur leichten Achse eingezeichnet.

kleine magnetische Momente ergeben. Daher kann das magnetische Moment m nicht direkt aus den Messungen für ein konstantes Magnetfeld variiert um die harte Achse bestimmt werden.

Betrachtung der Energiebarriere nahe der harten Achse

Die mittlere Energiebarriere ΔE_m wird durch die Formel 2.55 beschrieben.

$$\Delta E_m = \frac{\Delta E_{\text{up}} + \Delta E_{\text{down}}}{2} \quad (2.55)$$

Hierbei beschreiben ΔE_{up} und ΔE_{down} die Energiebarrieren für die beiden Zustände „up“ und „down“. Im Folgenden wird gezeigt, dass sich für kleine Winkelabweichungen α von der harten Achse die mittlere Energiebarriere wie die Energiebarriere bei einem Magnetfeld in Richtung der harten Achse verhält. Dieses Erkenntnis ist für die Untersuchungen in Kapitel (4.1) von Bedeutung, da der benutzte Messaufbau eine Winkelungenauigkeit von ($\approx 1^\circ$) besitzt, wodurch das Magnetfeld nicht exakt in Richtung der harten Achse angelegt werden kann. In Abbildung 2.6a ist die Energiedichte für ein reduziertes Feld h von 0,6 in Richtung der harten Achse und um den Winkel $\alpha = 2^\circ$ zur harten Achse gedreht aufgetragen. Zu sehen ist, dass die Energiedichte zwei lokale Minima besitzen, die durch ein Maximum voneinander getrennt sind. Für das Feld in Richtung der harten Achse sind die Minima symmetrisch zum Maximum, während für das verkippte Magnetfeld die lokalen Minima unterschiedlich stark ausgeprägt sind, wodurch

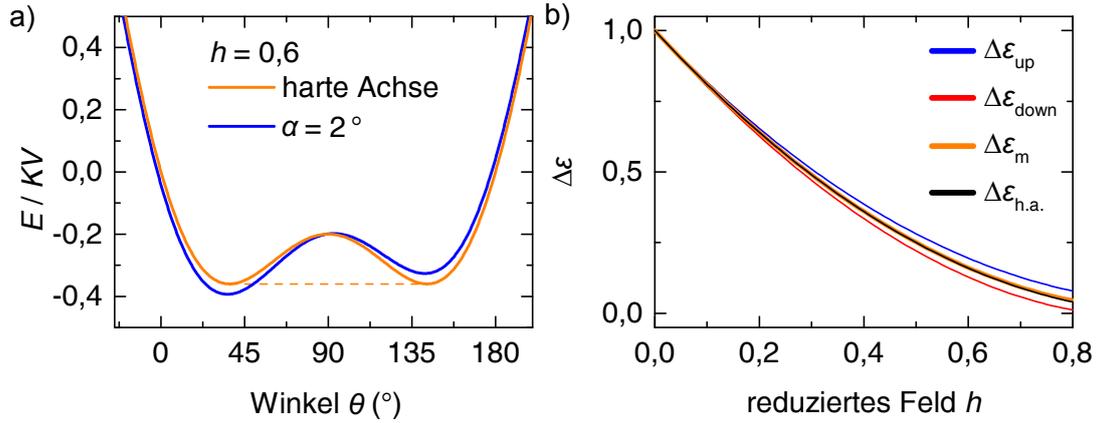


Abb. 2.6: a) Zu sehen sind die Energielandschaften für ein festes reduziertes Feld ($h = 0,6$) in Richtung der harten Achse und um den Winkel $\alpha = 2^\circ$ von der harten Achse weg gekippt. b) Verhalten der verschiedenen Energiebarrieren gegen das reduzierte Feld h .

die Energiedichte asymmetrisch wird. Die reduzierten Energiebarrieren $\Delta\epsilon_{\text{up/down}}$ ergeben sich aus der Differenz der Extremstellen, wie sie in Abb. 2.4a definiert sind. Die Energiebarriere $\Delta\epsilon_{\text{h.a.}}$ ist die Energiebarriere für das Feld parallel zur harten Achse und $\Delta\epsilon_{\text{m}}$ ist die mittlere reduzierte Energiebarriere $\left(\frac{\Delta\epsilon_{\text{up}} + \Delta\epsilon_{\text{down}}}{2}\right)$. In Abbildung 2.6b sind die verschiedenen Energiebarrieren $\Delta\epsilon_{\text{h.a.}}$, $\Delta\epsilon_{\text{up}}$, $\Delta\epsilon_{\text{down}}$ und $\Delta\epsilon_{\text{m}}$ gegen das reduzierte Feld h aufgetragen. Zu sehen ist, dass die Energiebarrieren $\Delta\epsilon_{\text{up}}$ und $\Delta\epsilon_{\text{down}}$ für steigendes Feld h symmetrisch zu $\Delta\epsilon_{\text{h.a.}}$ aufspalten. Außerdem ist zu sehen, dass die mittlere Energiebarriere $\Delta\epsilon_{\text{m}}$ der Energiebarriere in harter Achse $\Delta\epsilon_{\text{h.a.}}$ entspricht. Für größere Winkel $\alpha (> 2^\circ)$ gilt dieses Verhalten nicht mehr, weshalb die Messungen in Kapitel 4.1 nahe der harten Achse gemacht werden müssen.

Mit der mittleren Energiebarriere ΔE_{m} ergibt sich für die mittlere Schaltzeit τ_{m} :

$$\tau_{\text{m}} = \tau_0 \cdot \exp\left(\frac{\Delta E_{\text{m}}}{k_{\text{B}} \cdot T}\right) = \tau_0 \cdot \exp\left(\frac{\Delta E_{\text{up}} + \Delta E_{\text{down}}}{2 \cdot k_{\text{B}} \cdot T}\right) \quad (2.56)$$

$$2 \cdot \ln\left(\frac{\tau_{\text{m}}}{\tau_0}\right) = \frac{\Delta E_{\text{up}} + \Delta E_{\text{down}}}{k_{\text{B}} \cdot T} \quad (2.57)$$

$$\ln\left(\frac{\tau_{\text{m}}^2}{\tau_0^2}\right) = \frac{\Delta E_{\text{up}} + \Delta E_{\text{down}}}{k_{\text{B}} \cdot T} \quad (2.58)$$

$$\tau_{\text{m}}^2 = \tau_0^2 \cdot \exp\left(\frac{\Delta E_{\text{up}}}{k_{\text{B}} \cdot T}\right) \cdot \exp\left(\frac{\Delta E_{\text{down}}}{k_{\text{B}} \cdot T}\right) = \tau_{\text{up}} \cdot \tau_{\text{down}} \quad (2.59)$$

Aus der Beziehung $\tau_{\text{m}} = \sqrt{\tau_{\text{up}} \cdot \tau_{\text{down}}}$ kann die mittlere Schaltzeit τ_{m} für kleine Winkel α aus den gemessenen Schaltzeiten τ_{up} und τ_{down} der Zustände „up“ und „down“ berechnet werden, die der Schaltzeit $\tau_{\text{h.a.}}$ für die Energiebarriere der harten Achse $\Delta E_{\text{h.a.}}$ entspricht.

2.5 Hall-Effekte

Der normale und anomale Hall-Effekte wurden von Edwin Hall 1879 [115] bzw. 1880 [57] entdeckt. Beim normalen Hall-Effekt wird in einem stromdurchflossenen Leiter durch ein Magnetfeld eine Querspannung erzeugt, da die Ladungsträger durch die Lorentzkraft senkrecht zum Stromfluss und senkrecht zum Magnetfeld abgelenkt werden. Beim anomalen Hall-Effekt werden die Ladungsträger spinabhängig gestreut. In einem Ferromagneten ist der Ladungsstrom spinpolarisiert, wodurch sich eine asymmetrische Streuung der Spinkanäle ergibt. Durch die asymmetrische Streuung entsteht wie beim normalen Hall-Effekt eine Querspannung. Eine empirische Beschreibung der auftretenden Hall-Spannung U_{Hall} ist durch Gl. 2.60 gegeben [116].

$$U_{\text{Hall},y} = \mu_0 \cdot (R_{\text{OHE}} \cdot H_z + R_{\text{AHE}} \cdot M_z) \frac{I_x}{d} \quad (2.60)$$

Hierbei werden ein Strom in x -Richtung mit der Stromstärke I_x , das Magnetfeld H_z und die Magnetisierung M_z in z -Richtung angenommen, wodurch eine Hall-Spannung $U_{\text{Hall},y}$ in y -Richtung erzeugt wird. d ist die Dicke des Materials, während R_{OHE} die normale und R_{AHE} die anomale Hall-Konstanten sind. In dieser Arbeit wird als Ferromagnet Kobalt benutzt, für den bei Raumtemperatur für polykristallines Kobalt $R_{\text{OHE}} = -0,84 \cdot 10^{-10} \text{ m}^3/\text{As}$ und $R_{\text{AHE}} = 0,24 \cdot 10^{-10} \text{ m}^3/\text{As}$ [117] als Hall-Konstanten gefunden werden. Neben Kobalt wird für die Hall-Kreuze Platin benutzt, dessen normale Hall-Konstante $R_{\text{OHE}} = -2,44 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3/\text{As}$ [117–119] beträgt.

In dieser Arbeit wird der anomale Hall-Effekt als Messsonde eingesetzt, um das Magnetisierungsverhalten von Nanostrukturen zu untersuchen. Für diese Betrachtungen reicht die empirische Darstellung in Gl. 2.60 aus, da nur die Orientierung der Magnetisierung (M_z) von Interesse ist. Daher wird hier nicht weiter auf den anomalen Hall-Effekt eingegangen und es wird auf die Literatur [120–122] verwiesen.

Probenherstellung und Messaufbau

In diesem Kapitel wird die Probenherstellung der verwendeten Proben, so wie das Messprinzip und der verwendete Messaufbau beschrieben. Zur Probenherstellung gehören zunächst die Herstellung der Pt/Co/Pt Schichtsysteme. Aus diesen Schichtsystemen werden dann die Nanopunkte und die Hall-Kreuze durch Lithographie und Ätzprozesse hergestellt. Des Weiteren werden Nanopunkte auf Siliziumnitridmembranen hergestellt.

Eine weitere Probenserie besteht aus Kobaltkugeln, die auf Hall-Kreuzen aus Platin deponiert werden. Diese Proben werden in Kooperation mit der Arbeitsgruppe von Prof. Dr. M. Farle der Universität Duisburg-Essen¹ hergestellt. Des Weiteren werden in diesem Kapitel das verwendete Messprinzip basierend auf dem anomalen Hall-Effekt und der verwendete Tieftemperaturkryostat erklärt.

3.1 Pt/Co/Pt Schichtsysteme

Die magnetischen Dünnschichtsysteme aus Platin und Kobalt werden auf thermisch oxidierten Siliziumwafern (200 nm SiO₂) oder Siliziumnitridmembranen (Si₃N₄) hergestellt. Die Sputterdeposition erfolgt in einer Ultrahochvakuumkammer (UHV-Kammer) [123], welche einen Basisdruck von kleiner 2·10⁻⁹ mbar hat. Zuerst wird eine 6 nm dicke Platinwachstumslage durch ECR-Ionenstrahlzerstäubung aufgetragen. Diese Platinschicht hat eine starke <111>-Textur [124]. Darauf folgt eine weitere 1 nm dicke Platinschicht, die mittels DC-Magnetron-Zerstäubung aufgetragen wird. Alle weiteren Schichten aus Kobalt und Platin werden ebenfalls mittels DC-Magnetron-Zerstäubung hergestellt, da durch diese Methode

¹<https://www.uni-due.de/agfarle/>

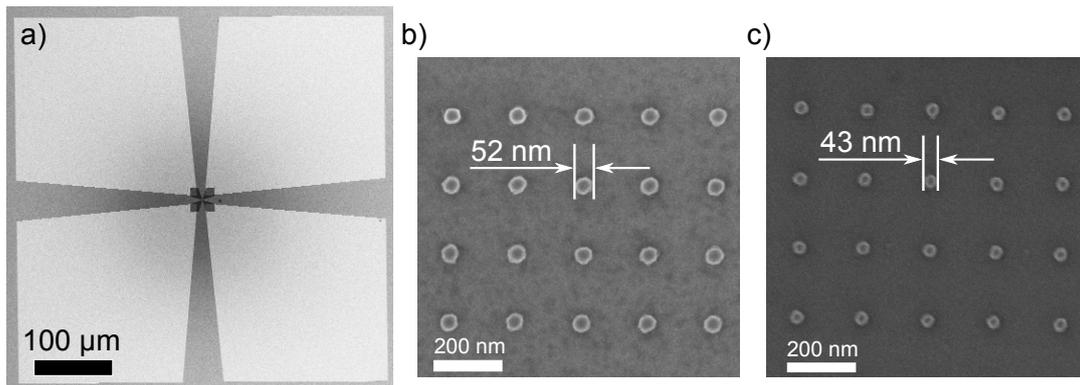


Abb. 3.1: a) Zeigt eine SEM-Aufnahme von vier Goldkontaktflächen. b) und c) zeigen SEM-Bilder von Lackpunkten vor b) und nach c) einem 30 s O₂-Plasma. Der Durchmesser der Lackmaske hat sich von 52 nm auf 43 nm verringert.

gut definierte Grenzflächen entstehen, wodurch die Systeme eine hohe Grenzflächenanisotropie besitzen [125]. Aufgrund der Grenzflächenanisotropie besitzen die dünnen Kobaltschichten (<1 nm) eine senkrechte Anisotropie. Die oberste Platinschicht (cap layer) schützt die Kobaltschicht außerdem vor Oxidation und hat eine Dicke von 3 nm, um eine geschlossene Schicht zu garantieren. An dieser Stelle wird für weitere Informationen zur Herstellung und Charakterisierung der Schichtsysteme auf Ref. [123, 125–127] verwiesen.

In dieser Arbeit wird ein Pt_{7nm}Co_{0,77nm}Pt_{3nm} Schichtsystem verwendet. Die Anisotropiekonstanten von $K_{1,\text{eff}} = (297 \pm 7) \text{ kJ/m}^3$ und $K_2 = (51 \pm 14) \text{ kJ/m}^3$ ergeben sich durch MOKE²-Messungen des Filmsystems, wodurch das Filmsystem eine senkrechte Anisotropie besitzt. Für den verwendeten Messaufbau und Beschreibungen der MOKE-Messungen wird an dieser Stelle auf Ref. [123, 129, 130] verwiesen.

3.2 Herstellung von Nanodots und Hall-Kreuzen

Zuerst werden große Kontaktflächen aus Gold durch Photolithographie und einen Lift-Off Prozess hergestellt. Die Kontaktflächen dienen zum einen der elektrischen Kontaktierung durch Ultraschallbonden und zum anderen als Orientierung bei der Elektronenstrahlolithographie der Nanodots und der Hall-Kreuze. Zusätzlich reduzieren die Kontaktflächen aus Gold den Widerstand der Strukturen. Die Goldflächen haben einen Abstand von 100 μm außen, der sich bis zur Mitte auf 20 μm verringert. Insgesamt befinden sich 6×6 Kontaktstrukturen bestehend aus je vier Kontaktflächen (siehe Abb. 3.1a) auf einer Probe. Die Herstellung der Goldkontaktflächen ist in Ref. [66, 131] ausführlich beschrieben.

²Magnetooptischer Kerr-Effekt [128]

Nanodots

Zwischen die vier Kontaktflächen werden die Nanodots mittels Elektronenstrahl-lithographie und einem Ionenätzprozess hergestellt. Hierfür wird der negative chemisch verstärkte Elektronenstrahlresist AR-N 7700.08 der Firma Allresist³ bei 6000 U/min für 30 s durch Rotationsbeschichtung⁴ aufgetragen. Die resultierende Lackdicke beträgt 80 nm. Nach dem Belacken wird der Lack auf einer Heizplatte bei 85 °C für 60 s ausgehärtet, damit das restliche Lösungsmittel verdampft.

Die Belichtung findet anschließend in einem handelsüblichen SEM der Firma Zeiss statt, wobei die Nanopunkte als Punktdosis belichtet werden.

Nach der Belichtung wird die Probe zur Vernetzung der belichteten Stellen fünf Minuten bei 70 °C auf eine Heizplatte gelegt. Anschließend wird die Probe mit dem Entwickler AR 300-47 80 s entwickelt. Die resultierenden Lackpunkte sind in Abbildung 3.1b zu sehen und haben einen Durchmesser von 52 nm. Um die Lackpunkte zu verkleinern, wird die Probe 30 s einem Sauerstoffplasma von 180 W ausgesetzt. In Abbildung 3.1c sind die Lackpunkte nach der Behandlung durch das Sauerstoffplasma zu sehen. Ihr Durchmesser hat sich zu 43 nm verringert. Eine weitere Verkleinerung des Durchmessers durch Ätzen mit einem Sauerstoffplasma ist nicht möglich, da das Aspektverhältnis zwischen Höhe des Lacks und Durchmesser zu einem Umkippen der Lackmaske führt. Um kleinere Lackpunkte zu erzeugen, sollte die Lackdicke verringert werden.

Im nächsten Prozessschritt wird die Lackmaske durch einen Ionenätzprozess mit Argon in das magnetische Schichtsystem übertragen. Bei dem Ionenstrahlätzprozess werden in einer Kaufman-Ionenquelle⁵ [132] Argonionen durch eine Beschleunigungsspannung von 150 V in Richtung der Probe beschleunigt. Um den Ätzprozess zu kontrollieren wird der Widerstand einer Referenzprobe mit einem Voltmeter gemessen. Die Referenzprobe ist nötig, da der Widerstand der Probe durch die Goldflächen verändert wird. Durch das Ätzen steigt der Widerstand der Referenzprobe an. Erreicht der Widerstand einen Schwellwert, wird der Ätzprozess gestoppt, so dass eine 4 nm dicke Restschicht aus Platin übrig bleibt. In die Restschicht werden später die Hall-Kreuze strukturiert.

In früheren Arbeiten dieser Arbeitsgruppe [66, 131, 133] werden SiO₂-Kugeln als Schattenmasken für den Ionenätzprozess verwendet. Die SiO₂-Kugeln werden als Kerne von Mizellen durch Spin-Coating aufgebracht. Die organische Hülle der Mizellen wird dann durch ein O₂-Plasma entfernt und nur die SiO₂-Kerne bleiben auf der Probe zurück. Genauere Beschreibung der Prozessschritte und der Eigenschaften der Mizellen sind in Ref. [66, 134, 135] nachzulesen.

Ein Nachteil der Herstellungsmethode mit Mizellen ist, dass die Anzahl und Anordnung der Nanodots auf dem Hall-Kreuz zufällig sind. Unter Verwendung der Elektronenstrahlolithographie sind jetzt eine definierte Anordnung und Po-

³<http://www.allresist.de>

⁴engl. spin coating

⁵Die verwendeten Parameter sind in Ref. [66] angegeben.

sitionierung auf dem Hall-Kreuz mit einer Genauigkeit von ca. 15 nm möglich. Diesen Vorteil benutzt P. Staeck in seiner Arbeit [67], um die Wechselwirkung von drei Nanostrukturen, die an den Ecken eines gleichseitigen Dreiecks liegen, zu untersuchen.

Hall-Kreuze

Für die Elektronenstrahlolithographie der Hall-Kreuze wird wahlweise der negative Resist AR-N 7700.08 wie bei der Lithographie der Nanodots oder der positive PMMA⁶ Lack [136] verwendet. Während die Parameter zum Aufbringen von AR-N 7700.08 die gleichen wie bei den Nanodots sind, sind für den PMMA Resist andere Parameter beim Aufspinnen (8000 U/min) und Härten (160 °C für 90 s) zu wählen.

Der negative AR-N 7700.08 wird als negativer Resist benutzt, wodurch die belichteten Stellen nach dem Entwickeln stehen bleiben. Der positive PMMA wird ebenfalls als negativ Lack verwendet, indem der Lack überbelichtet wird, wodurch der Lack unlöslich gegenüber Aceton wird und ebenfalls die belichteten Stellen stehen bleiben.

Um die Anzahl der Nanodots und deren mittige Anordnung auf dem Hall-Kreuz zu erreichen, muss die zu schreibende Hall-Kreuz Struktur an die strukturierten Nanodots durch ein Alignverfahren exakt ausgerichtet werden. Durch das Alignverfahren ist eine Ausrichtung auf ungefähr 15 nm möglich.

Nach der Belichtung müssen Proben mit den negativen AR-N 7700.08 Resist für fünf Minuten auf einer Heizplatte bei 70 °C vernetzt werden. Anschließend wird der Lack AR-N 7700.08 im Entwickler AR 340 für 80 s entwickelt, während der PMMA in Aceton für 120 s entwickelt wird. Um die Lackmaske in das Platin zu übertragen, wird ein Argonätzprozess eingesetzt. Als Beschleunigungsspannung wird 500 V gewählt. Während des Ätzens wird der Widerstand der Probe gemessen, um den Ätzprozess zu kontrollieren. Der Widerstand steigt beim Ätzen gegen unendlich an, was bedeutet, dass die Platinschicht nicht mehr geschlossen ist. Ist dieser Punkt erreicht, wird das Ätzen noch 20 s fortgesetzt, um gut definierte Hall-Kreuze zu erstellen.

Nach dem Ätzen müssen die Proben vom restlichen Lack gesäubert werden, da dieser leitfähig ist, wie in [131] gezeigt wurde. Ein Vorteil des PMMA Lacks ist, dass er sich nahezu rückstandslos durch ein fünf minütiges Sauerstoffplasma entfernen lässt, während Reste des AR-N 7700.08 durch eine nasschemische Behandlung mit Peroxomonoschwefelsäure entfernt werden müssen. In Abb. 3.2a ist eine SEM-Aufnahme von einem Hall-Kreuz zu sehen, dass mit dem PMMA-Lack hergestellt wurde, während in Abb. 3.2b ein Hall-Kreuz, dass mit dem AR-N 7700.08 Resist hergestellt wurde, zu sehen ist. Auf dem Hall-Kreuz in Abb. 3.2a sind keine

⁶Polymethylmethacrylat

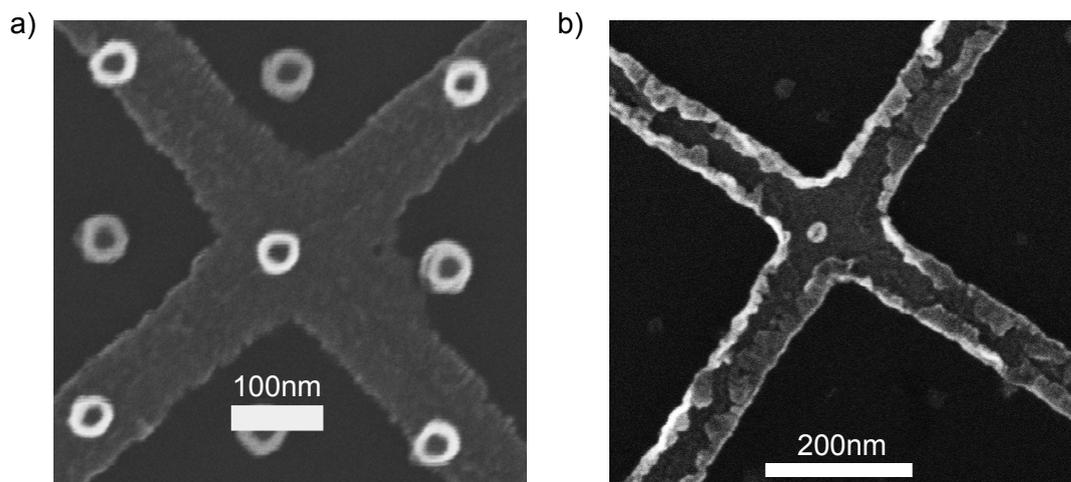


Abb. 3.2: Zeigt SEM-Aufnahmen von Hall-Kreuzen, die mit dem PMMA-Lack a) bzw. mit dem AR-N 7700.08 Lack b) hergestellt wurden. Auf dem Hall-Kreuz in a) sind keine Lackreste, während auf dem Hall-Kreuz in b) deutliche Lackreste zu sehen sind.

Lackreste, während auf dem Hall-Kreuz Abb. 3.2b deutliche Lackreste zu sehen sind.

Ein Nachteil des PMMA ist die hohe Trocknungstemperatur von 160 °C, welche zu Veränderungen der Co/Pt Grenzfläche führen könnte, was die magnetischen Eigenschaften der Nanodots verändern kann. Daher sollte der Einfluss der Temperatur auf die magnetischen Eigenschaften untersucht werden, bevor man den PMMA Lack für die Hall-Kreuze verwendet.

Nanostrukturen auf Membranen

Neben den Hall-Kreuzstrukturen werden in der Arbeit Nanostrukturen auf Siliziumnitridmembranen hergestellt. Diese Nanostrukturen sollen mit der Fourier-Transformations Holographie [49] unter Verwendung von holographischen Masken [50] mit dem XMCD⁷ Kontrast untersucht werden. Das Ziel ist es das Magnetisierungsverhalten eines Arrays von magnetischen Nanopunkten zu studieren. Durch die Nutzung eines bildgebenden Verfahrens ist es möglich mehrere Nanopunkte gleichzeitig zu untersuchen.

Bei der Herstellung der Nanodots auf Si₃N₄-Membranen ist auf verschiedene Aspekte zu achten. Zuerst wird auf eine Membran ein Co/Pt-Multilagenschichtsystem durch Sputterdeposition (siehe Kap. 3.1) aufgebracht. Es werden Multilagenschichtsysteme verwendet, da die Nanodots eine leichte Achse parallel zur Filmnormalen haben sollen und gleichzeitig muss das Kobalt eine gesamte Dicke von 2 nm besitzen, damit das Signal der Nanodots messbar ist. Für Einfachlagen

⁷engl. **X**-ray **m**agnetic **c**ircular **d**ichroism

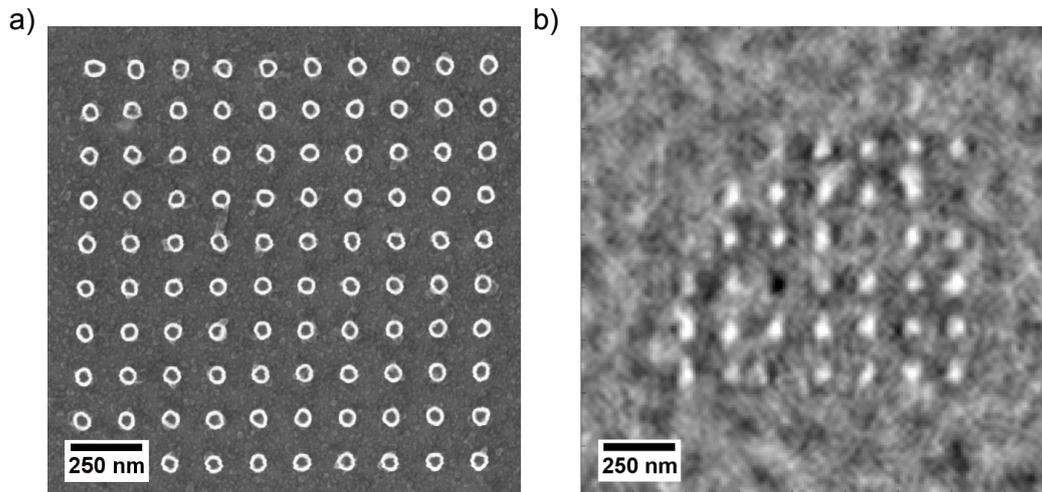


Abb. 3.3: a) Zeigt eine SEM-Aufnahme von einem 10×10 Array von Nanodots mit einem Durchmesser von 60 nm. Der Abstand zwischen den Nanodots beträgt 160 nm und das Schichtsystem der Nanodots ist $(\text{Co}_{0,8 \text{ nm}}/\text{Pt}_{0,8 \text{ nm}})_8$. b) Zeigt eine Rekonstruktion des Arrays aus a) an der Co L-Kante (778 eV) bei einem Magnetfeld von 55 mT. Der schwarz/weiß Kontrast der Nanodots zeigt, dass die Magnetisierung der drei schwarzen Nanodots entgegen der anderen weißen steht.

aus Pt/Co/Pt liegt der Spinreorientierungsübergang bei ungefähr 1 nm [125], wodurch dickere Kobaltschichten eine leichte Ebene der Magnetisierbarkeit in der Filmebene besitzen. Deswegen werden Multilagensysteme verwendet, damit die gesamte Kobaltdicke größer 2 nm ist. Durch Elektronenstrahlolithographie wird anschließend eine Schattenmaske auf dem Filmsystem erzeugt. Hierbei ist zu beachten, dass die Belichtungszeit deutlich länger gewählt werden muss als dies für Si_3N_4 -Wafern der Fall ist, da die Anzahl der Rückstreuелеktronen auf Grund der dünnen Membrane deutlich geringer ist. Die Belichtungszeit muss an die Membrandicke angepasst werden. Anschließend wird die Schattenmaske durch ein Argonionenätzprozess in das Filmsystem übertragen.

Da die Untersuchungen bei Raumtemperatur stattfinden und das maximale Magnetfeld 140 mT des verwendeten Magnetfeldsystems [137] betragen, muss die Anisotropie der Nanodots zu den Parametern des Experimentes angepasst werden, damit das Schaltverhalten der Nanodots untersucht werden kann. Hierfür wurden Magnetotransportmessungen an Nanodots mit verschiedenen Schichtsystemen durchgeführt.

Abb. 3.3a zeigt eine SEM-Aufnahme von einem 10×10 Array von Nanodots mit einem Durchmesser von 60 nm. Der Abstand zwischen den Nanodots beträgt 160 nm und das verwendete Schichtsystem der Nanodots ist $(\text{Co}_{0,8 \text{ nm}}/\text{Pt}_{0,8 \text{ nm}})_8$. Abb. 3.3b zeigt die Rekonstruktion des Arrays an der Co L-Kante (778 eV) aus Abb. 3.3a bei einem Magnetfeld von 55 mT. Die unterschiedlichen Magnetisierungsrichtungen der Nanodots sind durch den schwarz/weiß Kontrast zu erkennen.

3.3 Herstellung von Kobaltkugeln auf Hall-Kreuzen

Es zeigt sich, dass drei Nanodots einen schwarzen Kontrast zeigen, da ihre Magnetisierung entgegen der anderen Nanodots (weiß) steht. Durch Messen einer Hysterese (Variation des Magnetfeldes) kann damit die Schaltfeldverteilungen der einzelnen Nanodots untersucht werden. Diese Experimente wurden von Pfau et al. [28, 138] bereits erfolgreich durchgeführt. Zusätzlich kann durch Variation des Abstandes und der Größe der Nanodots die Wechselwirkungen der Nanodots untereinander untersucht werden. Durch die Elektronenstrahlithographie können verschiedenste Formen und Anordnungen von Nanostrukturen erzeugt werden.

Das ultimative Ziel ist die Untersuchung des ultraschnellen Schaltens von magnetischen Nanostrukturen [139]. Herausforderungen bei der ultraschnellen Einzelschuss-Holographie⁸ von Nanodots, die an einem kontinuierlichen Film mit Domänen bereits durchgeführt wurde [140], sind die geringen Mengen des magnetischen Materials und die begrenzte räumliche Auflösung. Daher wird über Einzelschuss-Streuung eines Arrays von Nanodots als Alternative nachgedacht. Hierfür ist das Verständnis der magnetischen Eigenschaften von Nanodots nötig, weshalb in dieser Arbeit ein Nanodot durch Magnetotransportmessungen untersucht wird.

3.3 Herstellung von Kobaltkugeln auf Hall-Kreuzen

Bei diesen Proben handelt es sich um eine Kooperation mit der Arbeitsgruppe von Professor Farle der Universität Duisburg/Essen⁹, dessen Ziel es ist die magnetischen Eigenschaften einzelner Kobaltkugeln mit einem Durchmesser < 10 nm mit Hilfe des anomalen Hall-Effektes zu messen.

Im Folgenden wird die Herstellung der Proben beschrieben. Als Erstes wird eine 5 nm dicke Platinschicht auf ein isolierendes Substrat (SiO_2) durch Sputterdeposition aufgewachsen. Auf diese Schicht werden dann, wie in 3.2 beschrieben, zuerst Goldkontaktflächen aufgebracht und danach werden mittels Elektronenstrahlithographie und einem Ionenätzprozess Hall-Kreuze mit einer Stegbreite von 120 nm in die Platinschicht strukturiert. Für die Strukturierung wird der PMMA Resist verwendet, da sich dieser rückstandslos durch ein Sauerstoffplasma entfernen lässt. Da bei diesen Proben keine Co/Pt-Grenzschicht durch die höhere Trocknungstemperatur von 160°C gegenüber 85°C des negativen Resists (AR-N 7700.08) verändert wird, ist der PMMA bedenkenlos einsetzbar. Diese Strukturierungsprozesse werden von mir durchgeführt.

Auf diese Platin Hall-Kreuze werden dann die Kobaltkugeln durch Tauchbeschichtung¹⁰ aufgebracht. Dieses Verfahren wird durch die Arbeitsgruppe von Prof. Farle übernommen und ist in [141, 142] veröffentlicht. Im Folgenden sollen

⁸engl. ultrafast single-shot holography

⁹<https://www.uni-due.de/agfarle/>

¹⁰eng.: dip coating

kurz die einzelnen Schritte dieser Methode vorgestellt werden. Bei der Tauchbeschichtung wird das Substrat in eine Lösung bestehend aus Toluol und den mit Kobaltkugeln gefüllten Mizellen getaucht und anschließend mit einer konstanten Geschwindigkeit herausgezogen. Beim Herausziehen des Substrates bleibt eine Monolage von Mizellen durch Adhäsionskräfte auf dem Substrat haften. Die Herstellung der verwendeten Mizellen ist in [142] beschrieben. Um eine gleichmäßige Beschichtung zu erreichen, wird eine konstante Geschwindigkeit von 0,15 mm/s verwendet. Danach wird die Probe an Luft getrocknet, damit das restliche Lösungsmittel verdampft. Die organische Mizellenhülle wird anschließend durch ein fünf minütiges Sauerstoffplasma entfernt, so dass nur die Kobaltkugeln auf dem Substrat zurück bleiben. Die Kobaltkugeln oxidieren bei dem Sauerstoffplasma und müssen durch ein einstündiges Wasserstoffplasma wieder reduziert werden. Um eine vollständige Reduzierung der Kobaltkugeln zu gewährleisten, werden direkt nach dem Wasserstoffplasma XPS¹¹-Messungen durchgeführt, die zeigen, dass das Kobalt in metallischer Form vorliegt. Um die Kobaltkugeln vor Oxidation zu schützen, wird dann eine ungefähr 18 nm dicke Deckschicht aus SiO₂ aufgebracht.

Nach dem Sauerstoffplasma werden einige Charakterisierungsmessungen an den Kobaltkugeln durchgeführt. Zum einen werden durch AFM¹²-Aufnahmen die Durchmesser der Kobaltkugeln bestimmt. Für die in dieser Arbeit verwendeten Proben werden mittlere Durchmesser von (7 ± 2) nm für die Kobaltkugeln des großen Ensembles in Kap. 5.1 und $(10,1 \pm 1,8)$ nm für die Kobaltkugeln auf dem Hall-Kreuz in Kap. 5.2-5.4 bestimmt. Durch die AFM-Aufnahmen und SEM-Bilder lassen sich die Anordnung und die mittleren Abstände der Kobaltkugeln bestimmen. Für das große Ensemble sind mittlere Abstände von (55 ± 12) nm gefunden worden. Für die Hall-Kreuze finden sich mittlere Abstände der Kobaltkugeln von 80 nm bis 100 nm. Die größeren Abstände sind beabsichtigt, damit nur wenige Kobaltkugeln auf den Hall-Kreuzen liegen.

3.4 Messmethode und Messaufbau

Die in dieser Arbeit verwendete Messmethode basiert auf dem in Kap. 2.5 beschriebenen anomalen Hall-Effekt. Diese Messmethode wurde schon bei vorangegangenen Arbeiten in dieser Arbeitsgruppe benutzt [66, 67, 131, 133]. Verwendet wird ein Hall-Kreuz aus Platin, auf dessen Kreuzungsbereich sich die zu untersuchende Nanostruktur befindet. Durch zwei gegenüberliegende Arme des Hall-Kreuzes fließt ein konstanter Strom und über die anderen beiden Arme des Kreuzes wird die Hall-Spannung gemessen. Durch den anomalen Hall-Effekt entsteht in der magnetischen Schicht des Nanodots eine anomale Hall-Spannung proportional zum Stromfluss und proportional zum Anteil der Magnetisierung der parallel zur

¹¹eng. **X**-ray **p**hotoelectron **s**pectroscopy

¹²eng. **a**tomic **f**orce **m**icroscopy

Probennormalen (M_z) (siehe Gl. 2.60) steht. Da die Hall-Spannung proportional zu M_z ist, wird die Orientierung der Magnetisierung einzelner Nanostrukturen gemessen. Ein Umschalten einer Struktur ist in der Hall-Spannung als Spannungssprung zu sehen, da das Umschalten der Struktur (10^{-8} s- 10^{-12} s) schneller als die Messauflösung (69 ms) ist. Dagegen wird eine Rotation der Magnetisierung als eine kontinuierliche Änderung der Hall-Spannung gemessen. Ein Vorteil der Messmethode ist, dass sie nicht auf einen Temperaturbereich beschränkt und auch unabhängig von dem externen Magnetfeld ist.

Für die Messungen wird ein Tieftemperaturkryostat der Firma Oxford Instruments¹³ verwendet. Der Kryostat besitzt ein feststehendes supraleitendes Spulenpaar, das sich in einem Bad aus flüssigen Helium befindet. Mit dem Spulenpaar lässt sich ein maximales Magnetfeld von ± 7 T erzeugen, das mit einer maximalen Rate von 1 T/min variiert werden kann. In der Mitte vom Spulenpaar befindet sich die Probenkammer, die mit einer Pumpe evakuiert wird. Die Probe befindet sich fest auf einem Probenstab in der Probenkammer. Der Probenstab ist drehbar, wodurch die Ausrichtung der Probe zum feststehenden Magnetfeld in einer Ebene variiert werden kann. Über ein Nadelventil kann die Probenkammer mit flüssigen Helium gekühlt werden, wodurch eine minimale Temperatur der Probenkammer von 2 K erreicht wird. Gleichzeitig besitzen die Probenkammer und der Probenstab Heizelemente, wodurch die Probenkammertemperatur stabil zwischen 2 K bis 300 K eingestellt werden kann.

¹³<https://www.oxford-instruments.com/>

Magnetotransportmessungen am Pt/Co/Pt-Nanodot ($\varnothing = 45 \text{ nm}$)

Im zweiten Teil dieser Arbeit wird das Schaltverhalten eines Pt/Co/Pt-Nanodots mit einem Durchmesser von $(45 \pm 3) \text{ nm}$ mit Hilfe des anomalen Hall-Effekts untersucht. Der Nanodot besitzt eine $0,77 \text{ nm}$ dicke Kobaltschicht und befindet sich auf einem 3 nm dicken Hall-Kreuz aus Platin. In Abbildung 4.1 ist eine SEM-Aufnahme des Nanodots und des Hall-Kreuzes zu sehen. Zusätzlich ist die elektrische Kontaktierung, wie sie bei allen Messungen verwendet wird, angegeben. Der Strom fließt von Kontakt K4 zu K1 und die Hall-Spannung wird zwischen den Kontakten K3 und K2 gemessen. Die Herstellung ist in Kap. 3.2 beschrieben. Die Untersuchungen werden mit Hilfe des in Kap. 3.4 beschriebenen Tieftemperaturkryostaten durchgeführt.

Im ersten Teil wird das winkelabhängige Schaltverhalten bei einer Temperatur von 80 K untersucht und mit dem Stoner-Wohlfarth-Modell (Kap. 2.2.1) verglichen. Es werden dann Erklärungen für die Abweichungen vom SW-Modell geliefert. In der untersuchten Ebene werden die harte Achse und eine mögliche leichte Achse der Magnetisierbarkeit gefunden.

Danach wird die Temperaturabhängigkeit des Hall-Signals und des Schaltfeldes des Nanodots im Temperaturbereich von 2 K bis 180 K gemessen. Hierbei wird das Magnetfeld in Richtung der möglichen leichten Achse angelegt.

Im dritten Teil soll die Temperaturabhängigkeit der Anisotropieenergie KV und das magnetische Moment m des Nanodots untersucht werden. Hierfür wird das Magnetfeld nahe der harten Achse angelegt, wodurch es die Energiebarriere zwischen den beiden stabilen Magnetisierungsrichtungen herabsetzt und thermisches Schalten über die verringerte Energiebarriere im geblockten Zustand ermöglicht. Die Messungen werden mit theoretischen Betrachtungen von Brown, Kalmykov und Coffey (siehe Kap. 2.3) verglichen. Danach wird die Energiebar-

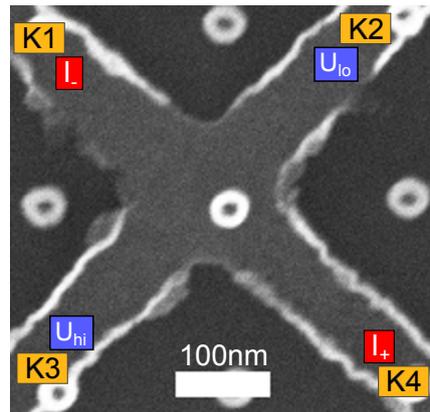


Abb. 4.1: Zeigt einen SEM-Graph des gemessenen Nanodots auf einem Hall-Kreuz aus Platin. Der Durchmesser des Nanodots beträgt $(45 \pm 3) \text{ nm}$ und die Kobaltschicht hat eine Dicke von $0,77 \text{ nm}$. Die Arme des Hall-Kreuzes haben eine Breite von 80 nm . Zusätzlich ist die elektrische Kontaktierung, wie sie bei allen Messungen verwendet wird, angegeben. Der Strom fließt von Kontakt K4 zu K1 und die Hall-Spannung wird zwischen den Kontakten K3 und K2 gemessen.

riere zu einer erweiterten Anisotropie (verkippte Kristall- zur Formanisotropie) numerisch berechnet, um den Einfluss der Verkipfung der Kristallanisotropie, der Sättigungsmagnetisierung und der Kristallanisotropie auf die Energiebarriere zu untersuchen.

4.1 Winkelabhängiges Schaltverhalten

In diesem Abschnitt wird die Abhängigkeit des Schaltfeldes H_c vom Winkel ϕ des Magnetfeldes zur Probenormalen untersucht. Hierbei kann der Winkel auf Grund des verwendeten Aufbaus nur in einer Ebene variiert werden. Beim Winkel $\phi = 0^\circ$ steht das Magnetfeld parallel zur Probenormalen, während es bei $\phi = \pm 90^\circ$ in der Probenebene steht. Zu jedem Winkel werden fünf Magnetisierungskurven gemessen und die Schaltfelder für Hin- und Rückweg werden gemittelt. Für die Messungen wird das Magnetfeld mit einer Rate von $0,1 \text{ T/min}$ kontinuierlich verändert und die Hall-Spannung wird parallel gemessen. In Abbildung 4.2 sind beispielhaft zwei einzelne Magnetisierungskurven für zwei verschiedene Winkel (0° (Abb. 4.2a) und 90° (Abb. 4.2b)) gezeigt. Das Magnetfeld wird jeweils vom positiven Feld zum negativen gefahren (\bullet) und anschließend wieder zum positiven (\circ). Die Änderung des Magnetfeldes wird durch die Pfeile verdeutlicht. Die Hysterese bei 0° (Abb. 4.2a) zeigt, dass die Hall-Spannung bis zu einem Magnetfeld von -130 mT zuerst innerhalb des Rauschens konstant bei $-0,3 \mu\text{V}$ ist, da die Magnetisierung in ihrem Minimum verbleibt. Bei -130 mT tritt ein positiver Sprung von ungefähr $0,6 \mu\text{V}$ in der Hall-Spannung auf, welcher durch die Magnetisierungsumkehr des Nanodots erzeugt wird. Durch die Magnetisierungsumkehr des Nanodots ändert sich die

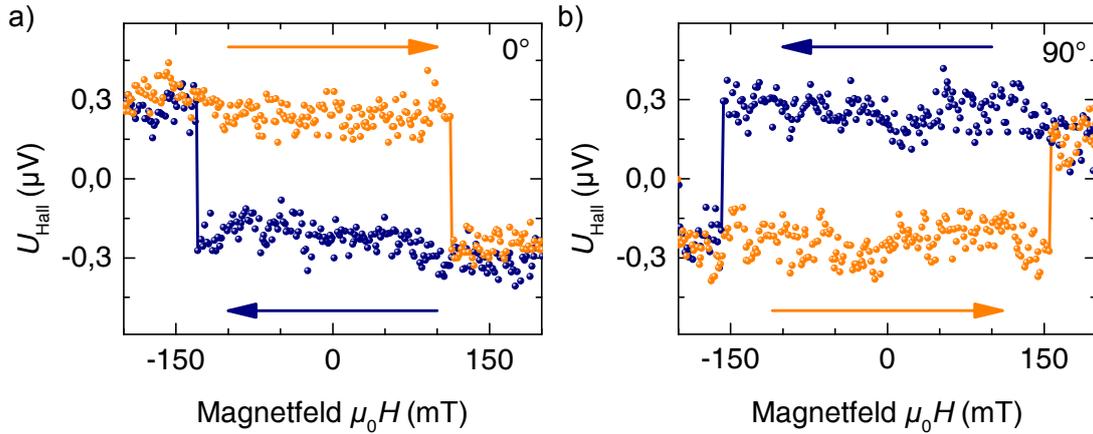


Abb. 4.2: Gezeigt sind zwei einzelne Magnetisierungskurven für zwei verschiedene Winkel von 0° (a) und 90° (b) des Magnetfeldes zur Probennormalen. Aufgetragen ist die gemessene Hall-Spannung U_{Hall} gegen das externe Magnetfeld $\mu_0 H$. Das Magnetfeld wird kontinuierlich mit einer Rate von $0,1 \text{ T/min}$ verändert, wobei die Pfeile die Richtung der Feldänderung angeben. Zu sehen sind die Sprünge in der Hall-Spannung bei -130 mT und 113 mT (a) bzw. -158 mT und 156 mT (b) aufgrund der Magnetisierungsumkehr des Nanodots. Auffallend ist, dass das Vorzeichen von U_{Hall} bei 200 mT bzw. -200 mT zwischen den beiden Messungen unterschiedlich ist.

z -Komponente der Magnetisierung, wodurch sich die anomale Hall-Spannung ändert, da sie proportional zur z -Komponente der Magnetisierung ist (siehe 2.60). Anschließend ist die Hall-Spannung wieder konstant bis zum Erreichen des negativen Endfeldes (-200 mT). Im zweiten Teil der Magnetisierungskurve vom negativen zum positiven Magnetfeld tritt ein negativer Sprung von ungefähr $-0,6 \mu\text{V}$ in der Hall-Spannung bei 113 mT auf, der wiederum durch die Magnetisierungsumkehr des Nanodots erzeugt wird. Die Magnetfelder, bei denen die Sprünge auftreten, sind die gesuchten Schaltfelder H_c . Diese werden für jede einzelne Magnetisierungskurve ausgewertet und in Abbildung 4.3 gegen den Winkel ϕ des Magnetfeldes zur Probennormalen aufgetragen. In Abbildung 4.2b ist die Magnetisierungskurve beim Winkel $\phi = 90^\circ$ zu sehen, wobei auffallend ist, dass die Hall-Spannung für das positive Startmagnetfeld (200 mT) mit $0,3 \mu\text{V}$ ein anderes Vorzeichen besitzt als die Hall-Spannung der 0° Messung. Dies bedeutet, dass die z -Komponente der Magnetisierung in unterschiedliche Richtungen zeigt, wodurch die anomale Hall-Spannung unterschiedliche Vorzeichen hat. Die Ausrichtung der Magnetisierung im Hochfeldbereich wird durch den Anteil des Magnetfeldes parallel zur leichten Achse bestimmt. Da die z -Komponenten bei den verschiedenen Magnetisierungskurven in verschiedene Richtungen zeigen, muss auch die parallele Komponente des Magnetfeldes in verschiedene Richtungen zeigen. Der Richtungswechsel der parallelen Komponente des Magnetfeldes zur leichten Achse findet beim Überschreiten der harten Achse statt. Daher kann auf Grund des Vorzeichenwechsels der Hall-Spannung in den Magnetisierungskurven auf die Position der harten

Achse geschlossen werden. Diese liegt in der Untersuchungsebene bei 80° bzw. bei -100° und ist in die Abbildung 4.3 der Winkelabhängigkeit der Schaltfelder eingezeichnet. In der Messung sind, wie bei der 0° Messung, zwei Sprünge bei -158 mT und 156 mT in der Hall-Spannung zu sehen, die wiederum durch die Magnetisierungsumkehr des Nanodots entstehen. Die Vorzeichen der Sprünge sind auf Grund der anderen Ausrichtung des Nanodots beim Start- und Endfeld im Vergleich zur 0° Messung vertauscht.

Die in Abbildung 4.3 gezeigte Winkelabhängigkeit der Schaltfelder weicht vom Stoner-Wohlfarth-Modell ab, wie es in Abb. 2.3a zu sehen ist. Zum einen sind die Maxima der harten Richtung um -10° zu 80° bzw. -100° verschoben und nicht wie im SW-Modell bei 90° und -90° . Außerdem liegt das Maximum der leichten Richtung nicht mittig zwischen den harten Richtungen sondern bei 15° , wodurch es zur harten Richtung bei 80° hin verschoben ist. Des Weiteren beträgt das Schaltfeld des möglichen Maximum der leichten Richtung nur ca. 70 % des Schaltfeldes in harter Richtung, während das SW-Modell von gleichwertigen Maxima ausgeht. Eine weitere Abweichung stellen die Minima bei 35° und -45° dar, da sie nicht den gleichen Wert haben und nicht 90° auseinander liegen. Während das Minimum bei -45° , wie vorhergesagt, auf die Hälfte vom Maximum der harten Richtung abfällt, ist das Minimum bei 35° deutlich geringer ausgeprägt. Insgesamt sind deutliche Abweichungen vom SW-Modell zu beobachten, deren mögliche Ursachen im Folgenden betrachtet werden.

Als eine mögliche Erklärung wird von A. Neumann [66] die Auswirkung einer Verkippung des uniaxialen SW-Astroiden (Abb. 2.3) zur Messebene betrachtet. Als Auswirkung der Verkippung der Messebene zum Astroiden wird eine Reduzierung des Maximums der leichten Achse beobachtet, welches bei einer Verkippung von 45° verschwindet. Die Maxima in harter Richtung sind von der Verkippung unbeeinflusst. Dies könnte das reduzierte Maximum in leichter Richtung erklären, allerdings führt die Verkippung der Messebene nicht zu einer Verschiebung des Maximums in leichter Richtung und zu einer Asymmetrie der Minima. Daher kann eine Verkippung der Messebene zu einem SW-Astroiden nicht den gefundenen Verlauf des Schaltfeldes erklären.

Ein weiterer Erklärungsansatz ist, dass die uniaxiale Anisotropie Terme höherer Ordnung besitzt. Den Einfluss der höheren Ordnungen auf die Form der Hysteresen und die zwei dimensionale Schaltfeldverteilung wird von Chang und Fredkin [143] untersucht.

Mit Hilfe eines Mikro-SQUIDS untersuchen Wernsdorfer et al. [144] das winkelabhängige Schaltverhalten eines elliptischen Co-Nanopartikels mit einem Durchmesser von $(25 \pm 5) \text{ nm}$. Das gefundene Verhalten entspricht kohärenter Rotation in Anwesenheit von zwei Anisotropieachsen, wie in Ref. [145] beschrieben. Die resultierende leichte Achse ist um ca. 20° aus der SQUID-Ebene gekippt. Weitere Messungen an BaFeCoTiO-Partikeln [146] liefern gute Übereinstimmungen mit dem SW-Modell, während Messungen an ferromagnetischen Stäbchen [53, 147–

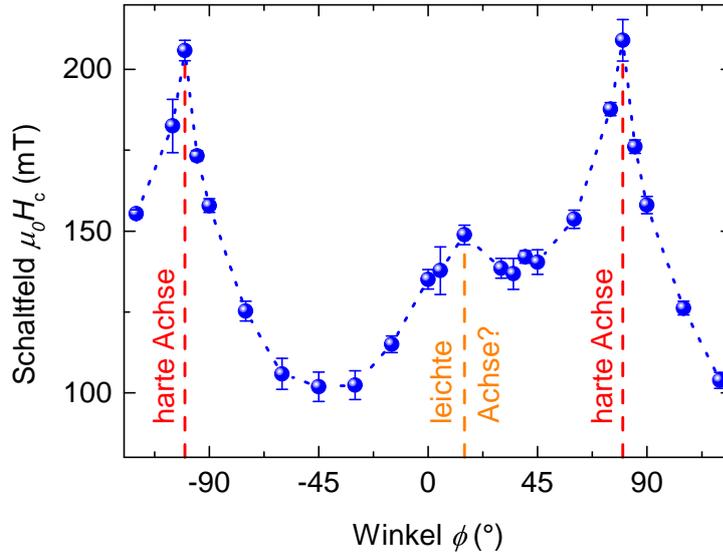


Abb. 4.3: Aufgetragen ist das Schaltfeld $\mu_0 H_c$ gegen den Winkel ϕ des externen Magnetfeldes zur Probennormalen bei einer Temperatur von 80 K. Zu sehen sind die Maxima des Schaltfeldes in Richtung der harten Achse bei 80° und -100° und ein weniger ausgeprägtes Maximum in Richtung der möglichen leichten Achse bei 15° , welches sich nicht mittig zwischen den harten Achsen befindet. Des Weiteren sind die Minima der Schaltfelder bei -45° und 35° nicht gleich hoch.

149] abhängig von den Abmessungen der Stäbchen deutliche Abweichungen vom SW-Modell bis hin zum Curling Verhalten zeigen. Um das Schaltfeld in drei Dimensionen zu modellieren, erweitert Thiaville [150, 151] ein von Slonczewski [152] vorgestelltes geometrisches Verfahren, mit dessen Hilfe das Schaltfeld in zwei Dimensionen für ein SW-Partikel bestimmt wird, auf drei Dimensionen und beliebige Anisotropien. Thiaville [151] modelliert mit dem Verfahren die Schaltfeldverteilung von Ref.[144] für verschiedene Anisotropien mit höheren Ordnungen (biaxial, hexagonal und kubisch), wodurch eine mögliche Anisotropie gefunden wird. Die vollständige drei dimensionale Schaltfeldverteilung wurde zuerst von Bonet Orozco et al. [153] für BaFeO-Nanopartikel mit einem Mikro-SQUID gemessen. Der gemessene Schaltfeldastroid wird mit Hilfe von Thiaville [151] angepasst, wodurch sich eine hexagonale Symmetrie mit Termen höherer Ordnung ergibt. Das Verfahren von Thiaville wird auch für die Anpassung an dreidimensionale Schaltfeldastroiden von Co-Clustern [15, 37, 154–157] und Fe-Cluster [156].

Die Kristallite der hier verwendeten Co/Pt-Filmsystems auf SiO_2 weisen eine mittlere Verkippung von $\bar{\alpha}_{\text{Pt}} = 10^\circ$ [125, 158] auf. Für Kobaltschichtdicken $t_{\text{Co}} \geq 15$ nm werden mittlere Verkippungen des Kobalts von $\bar{\alpha}_{\text{Co}} = 6^\circ$ [123] gemessen. Unter Verwendung des Verfahrens von Thiaville [150, 151] hat Staeck [67] die Schaltfeldverteilung in drei Dimensionen für eine Verkippung der Kristallanisotropie gegenüber der Formanisotropie berechnet und mit gemessenen

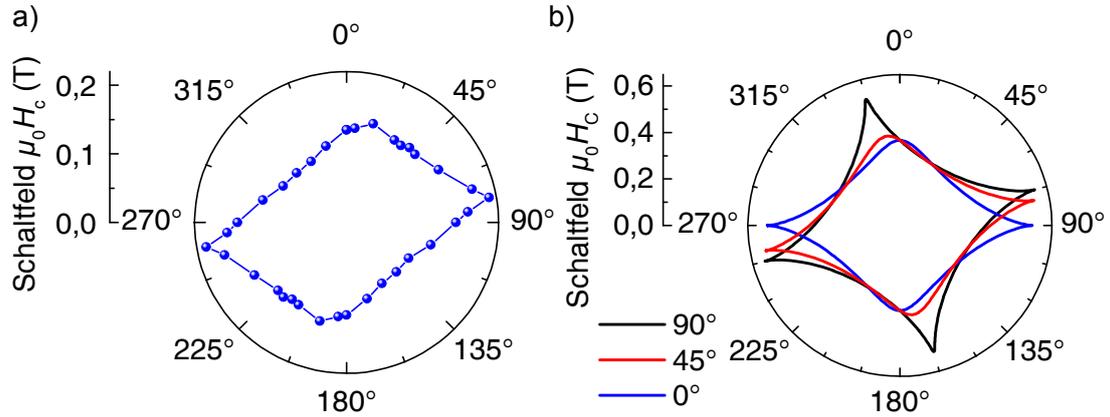


Abb. 4.4: Aufgetragen ist das Schaltfeld $\mu_0 H_C$ in Abhängigkeit vom Winkel θ des Magnetfeldes zur Probenormalen (z -Achse) bei einer Temperatur von 80 K. Diese Auftragung wird als zweidimensionale Schaltfeldastroide bezeichnet. b) Zeigt drei Schnittebenen eines dreidimensionalen Schaltfeldastroiden mit einer um 4° zur Formanisotropie verkippten Kristallanisotropie. Der Asteroide ist nach dem Modell von Thiaville [150, 151] berechnet. Die Kristallachse liegt in der Schnittebene $\phi = 90^\circ$, welche ein Verhalten nach dem SW-Modell zeigt, während die anderen Schnittebenen verzerrt sind.

Schaltfeldverteilungen verglichen. Er kommt zum Schluss, dass ein Großteil der auftretenden Verzerrungseffekte des Astroiden hierdurch erklärbar sind. Um dies zu zeigen, sind in Abb. 4.4b drei Schnittebenen eines nach Thiaville berechneten Schaltfeldastroiden dargestellt. Die Schaltfelder werden für einen zylindrischen Nanopunkt mit einem Radius von $R = 15 \text{ nm}$ und einer Höhe von $H = 0,8 \text{ nm}$ berechnet. Die verwendeten Anisotropiekonstanten (K_{Form} und K_a) sind in Kap. 4.3.5 näher erläutert. Als Verkipfung der Kristallachse zur z -Achse wird $\theta_0 = 4^\circ$ angenommen. Zu sehen ist, dass die Form der Schaltfeldverteilung in den einzelnen Schnittebenen abhängig vom Winkel ϕ unterschiedlich ist. Liegt die Verkipfung der Kristallachse in der Mess-/Schnittebene ($\phi = 90^\circ$, —), so entsprechen die winkelabhängigen Schaltfelder dem SW-Modell. Die verkippte Achse von $\theta_0 = 4^\circ$ führt zu einer Verkipfung des 2D Astroiden von ca. 15° . Bei den beiden anderen Schnittebenen ($\phi = 0^\circ$, — und $\phi = 45^\circ$, —) sind die Maxima in leichte Richtung ($\approx 10^\circ$) deutlich niedriger als in harte Richtung. In Abb. 4.4a ist der gemessene Schaltfeldastroide aufgetragen. Zu sehen ist, dass das Maximum in leichter Richtung (15°) wie in Abb. 4.4b für $\phi = 45^\circ$ bzw. $\phi = 0^\circ$ abgerundet und niedriger als die harte Richtung ist. Der Vergleich des gemessenen Astroiden mit den berechneten Schnittebenen gibt eine erste Vermutung, dass die Abweichungen vom SW-Modell durch eine Verkipfung der Kristallanisotropie entstehen kann. Um diesen Sachverhalt genauer zu untersuchen müsste der gesamte dreidimensionale Schaltfeldastroide gemessen werden und eine Anpassung nach Thiaville durchgeführt werden.

Weitere Erklärungen für die Abweichung vom SW-Modell werden durch Rand-

schädigungen bzw. weichmagnetische Ränder der Struktur [159–162] gegeben, die bei der Herstellung entstehen. Durch die reduzierte Anisotropie im Randbereich kann der Umschaltmechanismus verändert werden, wobei es zu einer Nukleation im Randbereich kommt und der Umschaltprozess nicht mehr vom Kern bestimmt ist. Auch können intrinsische Defekte [163] Einfluss auf die Schaltfelder besitzen.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die gemessene zweidimensionale Schaltfeldastroide (Abb. 4.4a) deutliche Abweichungen vom SW-Modell (siehe Abb. 2.3b) zeigt. Eine mögliche Erklärung ist, dass die Kristallanisotropie des Nanopunktes gegenüber der Formanisotropie verkippt ist, wodurch die resultierende gesamte Anisotropie nicht mehr rotationssymmetrisch um die z -Achse ist und Verzerrungen des Astroiden auftreten. Eine Verkipfung der Kristallachse ist möglich, da die Kristallite der verwendeten Co/Pt-Filmsystems auf SiO₂ eine mittlere Verkipfung von $\bar{\alpha}_{\text{Pt}} = 10^\circ$ [125, 158] bzw. für $t_{\text{Co}} \geq 15 \text{ nm}$ $\bar{\alpha}_{\text{Co}} = 6^\circ$ [123] aufweisen. Auf diese Ursache für die gemessenen Abweichungen wird in Kap. 4.3.5 nochmals eingegangen. Zusätzlich kann durch nur eine Schnittebene nicht auf das Verhalten des gesamten Schaltfeldastroiden geschlossen werden, da die verschiedenen Schnittebenen unterschiedliche Formen haben können (siehe Abb. 4.4b).

Als Ursache für die gemessenen Abweichungen vom SW-Modell lässt sich nicht ausschließen, dass die Anisotropie Terme höherer Ordnung besitzt.

4.2 Temperaturabhängiges Schaltverhalten

Im vorherigen Kapitel wird das winkelabhängige Schaltverhalten des Nanodots bei 80 K untersucht, wobei die harte Achse und die mögliche leichte Achse der Magnetisierbarkeit in der Messebene gefunden werden. Im Folgenden wird die Temperaturabhängigkeit des Schaltfeldes in Richtung der leichten Achse untersucht. Hierbei ist auch die Abhängigkeit der Signalhöhe von der Temperatur interessant, da dies Rückschlüsse auf die Temperaturabhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung M_S in dem Temperaturfenster gibt, was eine Temperaturabhängigkeit des magnetischen Momentes zur Folge hat.

Wie bei der Untersuchung der Winkelabhängigkeit fließt ein Strom von 20 μA gerade durch das Hall-Kreuz, während die Hall-Spannung über die anderen beiden Kontakte gemessen wird (siehe Abb. 2.2.2). Für jede Temperatur werden fünf Magnetisierungskurven aufgenommen, bei denen das Magnetfeld mit einer Rate von 0,1 T/min variiert wird. Die Schaltfelder und Signalhöhen für beide Feldrichtungen werden gemittelt. In Abbildung 4.5 sind beispielhaft die gemittelten Magnetisierungskurven von drei Temperaturen (80 K (—●—), 120 K (—●—) und 160 K (—●—)) aufgetragen. Zu sehen ist, dass das Schaltfeld mit steigender Temperatur abnimmt. Des Weiteren scheint es, dass die Ummagnetisierung des Nanodots teilweise über Zwischenzustände erfolgt. Dies ist allerdings eine Folge der Mittlung von fünf Einzelkurven, da das Schaltfeld einer thermischen Verteilung unterliegt. Die zeitliche Auflösung des Messaufbaus lässt eine genau zeitliche Abbildung des

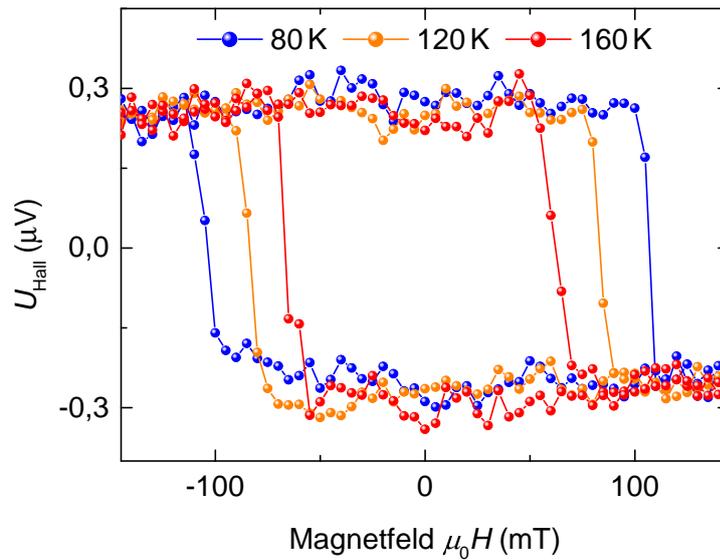


Abb. 4.5: Aufgetragen sind drei gemittelte Magnetisierungskurven (fünf Einzelkurven) gegen das Magnetfeld für die Temperaturen 80 K (—●—), 120 K (—●—) und 160 K (—●—). Das Magnetfeld liegt parallel zur möglichen leichten Achse an. Es zeigt sich, dass das Schaltfeld mit steigender Temperatur abnimmt.

Ummagnetisierungsprozesses in einer Einzelkurve nicht zu. Auf die thermische Schaltfeldverteilung (SFD¹) soll in dieser Arbeit nicht weiter eingegangen werden, da die Statistik der gemessenen Schaltfelder für eine geeignete Analyse der SFD nicht genügt. An dieser Stelle sei an die Arbeit von A. Neumann [66] verwiesen, der die in der Literatur vorhandenen Theorien ([69, 74, 164]) miteinander verglichen hat. Des Weiteren hat P. Staeck in seiner Arbeit [67] die SFD für Nanodots mit einem Durchmesser von 50 nm, die aus einem Pt_{7nm}/Co_{1,2nm}/Pt_{3nm}-Schichtsystem mit derselben Technik hergestellt wurden wie der hier untersuchte Nanodot, gemessen. Für einzelne Co/Pt-Nanodots mit einem Durchmesser von 180 nm wurde die SFD mit dem AHE in [165] gemessen, während für einen Co Ellipsoiden mit einem Durchmesser von (25 ± 5) nm die SFD mit einem SQUID² [144] gemessen wurde. Durch FTH³ wird die SFD für BPM⁴ Proben mit 80 nm großen Co/Pd Inseln durch Pfau et. al [28, 138] gemessen.

Die Signalhöhe des Nanodots ist der Signalhub in der Hall-Spannung, der durch die Magnetisierungskehr entsteht. In Abbildung 4.6a sind die Signalhöhen gegen die Temperatur für beide Richtungen des Magnetfelddurchlaufs (negative (●) bzw. positive (●) Rate des Magnetfeldes) aufgetragen. Zu sehen ist, dass die

¹engl. switching field **d**istribution

²engl. superconducting **q**uantum **i**nterference **d**evice

³**F**ourier-**T**ransformations **H**olographie

⁴engl. **b**it **p**attern **d** **m**edia

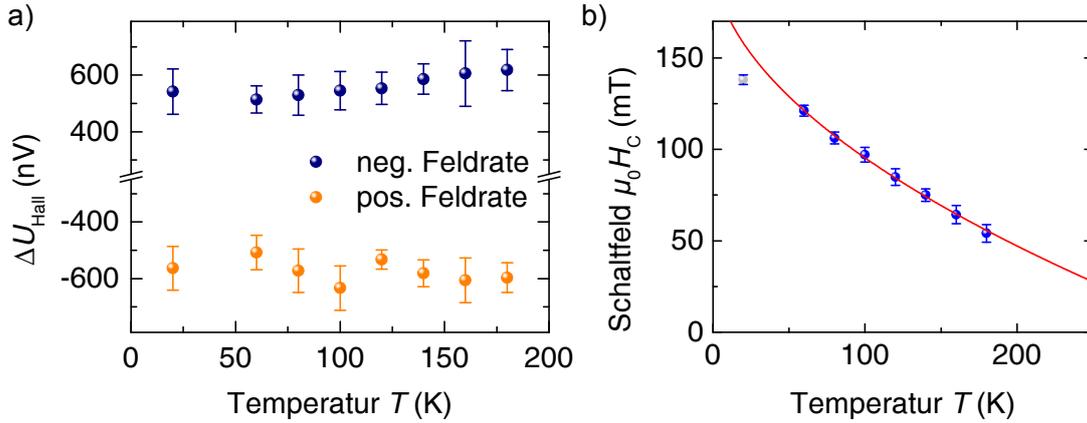


Abb. 4.6: a) Zeigt die Signalhöhen des Nanodots gegen die Temperatur bei negativer (●) bzw. positiver (●) Rate des Magnetfeldes. Zu sehen ist, dass das Signal innerhalb des Fehlers über den gesamten Temperaturbereich konstant ist. b) Zeigt die Schaltfelder $\mu_0 H_C$ gegen die Temperatur T . Zusätzlich ist eine Anpassung (—) nach Garg Gl. 4.2 gezeigt. Aus der Anpassung ergeben sich für das magnetische Moment $m = (1,56 \pm 0,05) \cdot 10^{-18} \text{ Am}^2$ und für die Anisotropieenergie $KV = (1,62 \pm 0,03) \cdot 10^{-19} \text{ J}$.

Signalhöhe innerhalb der Messfehler über den Messbereich nahezu konstant ist. Dies lässt vermuten, dass das magnetische Moment in dem Temperaturbereich von 2 K bis 180 K konstant ist. Um dies zu überprüfen, werden die Einflüsse einer Temperaturabhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung M_S , der anomalen Hall-Konstanten R_{AHE} und die spezifischen Leitfähigkeiten von Platin (ρ_{Pt}) und Kobalt (ρ_{Co}) abgeschätzt.

Für die Beschreibung der Temperaturabhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung $M_S(T)$ liefert Kuz'min [166] ein theoretisches Modell zur Beschreibung der gemessenen Verläufe.

$$M_S(t) = M_0 \cdot [1 - s \cdot t^{3/2} - (1 - s) \cdot t^p]^{1/3} \quad (4.1)$$

Hierbei ist t die reduzierte Temperatur T/T_C mit der Curie-Temperatur T_C ($T_{C,\text{Co}} = 1385 \text{ K}$ [166]), s und p sind Parameter, die sich für Kobalt aus Anpassungen von Gl. 4.1 an Messungen zu $s = 0,11$ und $p = 5/2$ [166] ergeben. Für die Sättigungsmagnetisierung bei $T = 4,2 \text{ K}$ gibt Stearns in [94] einen Wert von $M_0 = 1,475 \cdot 10^6 \text{ A/m}$ an.

In Abbildung 4.7a ist der Verlauf der Sättigungsmagnetisierung M_S gegen die Temperatur T , wie sie sich nach Gl. 4.1 mit den angegebenen Parametern ergibt, aufgetragen. Zu sehen ist, dass M_S mit steigender Temperatur erst langsam fällt, der Abfall von M_S dann in Richtung von T_C immer stärker zunimmt und beim Erreichen von T_C verschwindet M_S vollständig, da hier der Phasenübergang vom Ferromagneten zum Paramagneten ist. Zusätzlich sind in Abb. 4.7a die Verläufe von $M_S(T)$ für weitere Curie-Temperaturen gezeigt. Für dünne Co-Filme kann T_C

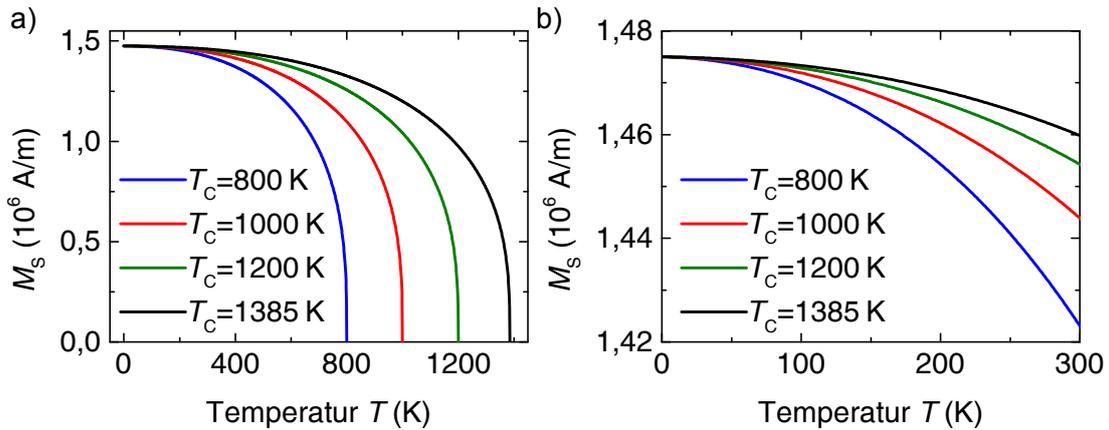


Abb. 4.7: a) Zeigt die Temperaturabhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung nach Gl. 4.1 für verschiedene Curie-Temperaturen T_C . b) Zeigt den in dieser Arbeit relevanten Temperaturbereich von 0 K bis 300 K des Verlaufs der Sättigungsmagnetisierung aus a).

erniedrigt sein, da Schneider et. al [167] für T_C eine Abhängigkeit von der Anzahl der Monolagen bei ultradünnen Co-Filmen auf Kupfer gefunden haben. Bei 3 ML haben sie T_C von $(550 \pm 50) \text{ K}$ gefunden, was ein deutlich kleinerer Wert als der Volumenwert ist. Eine direkte Übertragung der Ergebnisse auf das hier verwendete Filmsystem ist nicht zulässig, da die Abhängigkeit von T_C nicht zu dickeren Schichten vermessen wurde. Daher sollte die Abhängigkeit von T_C von der Co-Schichtdicke der verwendeten Filmsysteme gemessen werden. Eine niedrigere T_C des Nanodots kann deshalb nicht ausgeschlossen werden. In Abbildung 4.7b sind die Verläufe aus Abb. 4.7a für den in dieser Arbeit relevanten Temperaturbereich von 0 K bis 300 K aufgetragen. Aus diesen Auftragungen ergibt sich, dass M_S im relevanten Temperaturbereich um 1,03 % für $T_C = 1385 \text{ K}$ abfällt. Für niedrigere T_C ergeben sich Abnahmen von 1,40 % (1200 K), 2,11 % (1000 K) bzw. 3,52 % (800 K). Eine Abnahme von 5 % bedeutet eine Abnahme des gemessenen Signalhubs von ca. 30 nV. Dieser Wert ist kleiner als die gemessenen Fehler, was bedeutet, dass man eine Abnahme der Sättigungsmagnetisierung und damit des magnetischen Momentes auf Grund der Temperaturänderung in dieser Messung nicht auflösen kann.

Die spezifischen Widerstände von Kobalt und Platin können unterschiedliche Temperaturabhängigkeiten besitzen, wodurch der Stromfluss durch das Kobalt temperaturabhängig sein kann. Durch einen temperaturabhängigen Stromfluss würde sich das AHE-Signal des Nanodots temperaturabhängig ändern. A. Kobs hat in seiner Arbeit [158] den Stromfluss in Pt/Co/Pt-Filmsystemen untersucht. Hierbei findet er, dass sich der Stromfluss im Kobalt nahezu temperaturunabhängig ist, wodurch der Einfluss der spezifischen Widerstände auf das AHE-Signal des Nanodots vernachlässigt werden kann.

Einen weiteren Einfluss auf den gemessenen Signalhub kann eine temperatu-

4.2 Temperaturabhängiges Schaltverhalten

rabhängige anomale Hall-Konstante haben. Für polykristallines Kobalt finden Kötzler et al. [168] einen Anstieg des anomalen Hall-Effektes mit steigender Temperatur, der abhängig von der Dicke des Kobalts ist. Für einen Kobaltdraht finden Fernandez-Pacheco et al. [169] ebenfalls einen Anstieg des Hall-Effektes mit der Temperatur. Daher ist auch für den Nanodot mit einem Anstieg des AHE-Signals mit der Temperatur zu rechnen.

Innerhalb der Messauflösung ist keine Temperaturabhängigkeit des Signalhubs zu erkennen. Daher ist davon auszugehen, dass sich gegenläufige temperaturabhängige Einflüsse aufheben bzw. die Einflüsse klein sind.

In Abb. 4.6b sind die gemessenen Schaltfelder $\mu_0 H_C$ gegen die Temperatur T aufgetragen. Die Schaltfelder nehmen mit steigender Temperatur ab. A. Neumann vergleicht in seiner Arbeit [66] verschiedene Modelle von A. Garg [170], Chantrell et al. [171, 172] und El-Hilo et al. [173] zur Beschreibung des thermischen Schaltfeldes in Abhängigkeit von der Rate der Magnetfeldänderung. Er findet, dass das Modell von A. Garg Gl. 4.2 [170] die experimentellen Angaben unseres Messaufbaus am besten beschreibt, weshalb es hier zur Beschreibung der Messwerte benutzt wird.

$$H_C = H_K \left(1 - \left(1 + \frac{\gamma_{EM}}{2 \cdot \ln \left(\frac{k_B T f_0 H_K}{2KV} \cdot \frac{1}{R} \right)} \right) \sqrt{\frac{k_B T}{KV} \cdot \ln \left(\frac{k_B T f_0 H_K}{2KV} \cdot \frac{1}{R} \right)} \right) \quad (4.2)$$

mit der Euler-Mascheroni Konstanten $\gamma_{EM} \approx 0,5772$ und der Rate R des Magnetfeldes von 1,67 mT/s. Für die Anpassung der Schaltfelder in Abb. 4.6b nach Gl. 4.2 wird eine Versuchsfrequenz f_0 von 10^9 Hz, die im von der Literatur vorhergesagten Bereich (10^8 Hz- 10^{12} Hz) [69, 74, 105] liegt, verwendet. Aus der Anpassung ergeben sich für das magnetische Moment $m = (1,56 \pm 0,05) \cdot 10^{-18}$ Am² und für die Anisotropieenergie $KV = (1,62 \pm 0,03) \cdot 10^{-19}$ J. Aus dem magnetischen Moment ergibt sich mit $M_S = 1,44 \cdot 10^6$ A/m bei 295 K [94] ein Radius $r = (21,2 \pm 0,3)$ nm des Nanodots, der mit dem Radius aus dem SEM-Bild ($r_{SEM} = (21,5 \pm 1,5)$ nm) sehr gut übereinstimmt. Damit ergibt sich die Anisotropiekonstante $K = (150 \pm 5)$ kJ/m³.

Bei der Anpassung wird vorausgesetzt, dass f_0 , m und KV temperaturunabhängig sind. Für m kann man dies in erster Näherung annehmen, da M_S in dem Temperaturbereich (siehe Abb. 4.7b) nahezu konstant ist (1,03 % Abweichung). In früheren Arbeiten dieser Arbeitsgruppe [123, 158] ist gezeigt worden, dass die Anisotropie der Filmsysteme, die den Nanodots zugrunde liegen, eine Temperaturabhängigkeit besitzt, die von der Dicke der Kobaltschicht abhängig ist. Für einen 0,8 nm dicken Kobaltfilm wird ein linearer Anstieg der Anisotropie von 482,8 J/(K·m³) gefunden. Daher kann davon ausgegangen werden, dass K des Nanodots auch temperaturabhängig ist. f_0 ist in den theoretischen Grundlagen gegeben durch Gl. 2.30, die von der Temperatur T und dem Magnetfeld $\mu_0 H$ abhängig ist. Daher kann die hier gemachte Anpassung nach Garg nur als grobe Abschätzung dienen. In den nachfolgenden Kapiteln wird die Temperaturabhängigkeit von KV und f_0 weiter untersucht.

4.3 Telegraphenrauschen des Nanodots bei verschiedenen Temperaturen

In diesem Kapitel wird die Temperaturabhängigkeit der Anisotropieenergie KV im Temperaturbereich von 100 K bis 220 K untersucht. Wie aus dem vorherigen Kapitel hervorgeht, ist der Nanodot in diesem Temperaturbereich im geblockten Zustand. Dies bedeutet, dass sich die Magnetisierung in einem Minimum der Energielandschaft befindet und nicht ohne externe Energiezufuhr über eine Energiebarriere in ein anderes Minimum schalten kann. In erster Näherung wird eine uniaxiale Anisotropie angenommen, wodurch die Energielandschaft durch die Formel 2.15 beschrieben wird. Hierbei ist KV die Energiebarriere. Durch Anlegen eines Magnetfeldes $\mu_0 H$ wird die Energielandschaft auf Grund der Zeemanenergie variiert. Wird das Magnetfeld in Richtung der leichten Achse angelegt, werden die Minima gegeneinander verschoben (siehe Abb. 2.2a). Hierdurch sind die Höhen der Energiebarrieren der beiden Minima unterschiedlich. Sie werden durch die Formel $\Delta E = \frac{K \cdot V}{k_B \cdot T} (1 \pm h)^2$ beschrieben, wobei das Pluszeichen für die Energiebarriere aus dem unteren stabilen Minimum und das Minuszeichen für das metastabile obere Minimum gelten.

Wird das Magnetfeld in Richtung der harten Achse angelegt, bleiben die Minima energetisch gleichwertig und die Energiebarriere zwischen ihnen wird reduziert. Gleichzeitig verringert sich der Abstand zwischen den Minima (siehe Abb. 2.2b). Die Energiebarriere wird in diesem Fall beschrieben durch $\Delta E = \frac{K \cdot V}{k_B \cdot T} (h - 1)^2$. Durch die Reduzierung der Energiebarriere ist es nun möglich, dass die Magnetisierung zwischen den beiden Minima über die Energiebarriere schaltet.

Dieses thermische Schalten in Abhängigkeit vom destabilisierenden Magnetfeld wird im Folgenden für verschiedene Temperaturen untersucht. Hierbei wird ein konstanter Strom von $20 \mu\text{A}$ gerade durch das Hall-Kreuz eingeprägt und die Hall-Spannung bei einem konstanten Magnetfeld und konstanter Temperatur über eine Zeitspanne von 45 min bis 90 min gemessen. Ein solches Telegraphenrauschen ist in Abbildung 4.9a bei einer Temperatur von 180 K für drei verschiedene Magnetfeldstärken aufgetragen. Zu sehen ist, dass die Anzahl der Schaltereignisse mit steigendem Magnetfeld zunimmt, da die Energiebarriere verkleinert wird. Bevor diese Untersuchungen bei verschiedenen Temperaturen erfolgen können, muss die harte Achse der Magnetisierung in der Untersuchungsebene gefunden werden.

4.3.1 Bestimmung der harten Achse durch Winkelvariation des konstanten Magnetfeldes

Im Kapitel 4.1 befindet sich die harte Achse der Magnetisierung bei einer Temperatur von 80 K ungefähr bei 80° bzw. -100° (siehe Abb. 4.3). Die Lage der harten Achse wird hierbei, wie beschrieben, über die Veränderung der Magneti-

4.3 Telegraphenrauschen des Nanodots bei verschiedenen Temperaturen

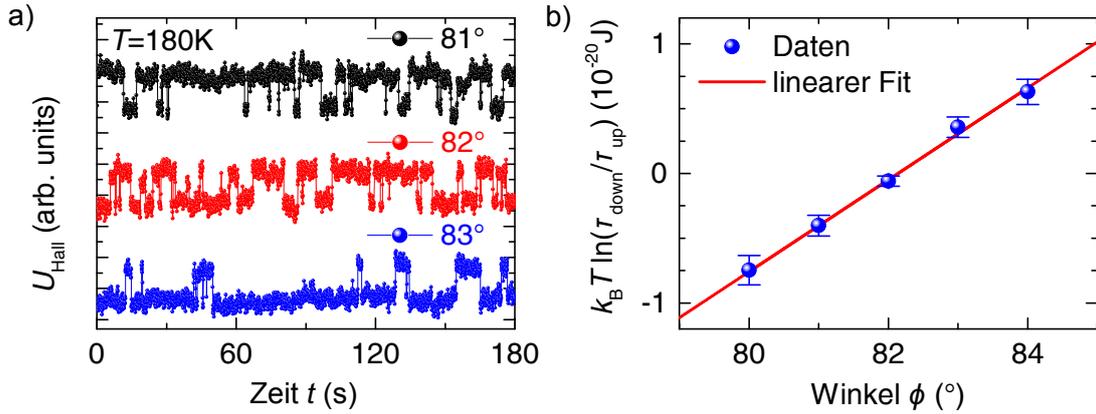


Abb. 4.8: a) Aufgetragen ist die gemessene Hall-Spannung gegen die Zeit bei verschiedenen Winkeln ϕ des externen Magnetfeldes (-140 mT) bei einer Temperatur von 180 K. Zu sehen ist, dass sich die Besetzung der beiden Zustände in Abhängigkeit vom Winkel ϕ ändert. b) Aufgetragen ist das Produkt aus der thermischen Energie und des natürlichen Logarithmus der Verweilzeiten der beiden Zustände ($\ln(\tau_{\text{down}}/\tau_{\text{up}})$) gegen den Winkel ϕ des Magnetfeldes. Es zeigt sich ein linearer Zusammenhang ($a \cdot (\phi - \phi_0)$) in dem Winkelausschnitt mit einer Steigung a von $(3,55 \pm 0,14) \cdot 10^{-21} \text{ J/}^\circ$ und einer Verschiebung ϕ_0 von $(82,14 \pm 0,04)^\circ$. Die Verschiebung gibt den Winkel der harten Achse an, bei der ein Besetzungsverhältnis von 50 zu 50 vorliegt, da die Verweilzeiten gleich sind ($\ln(\tau_{\text{down}}/\tau_{\text{up}}) = 0$).

sierungskurven bestimmt. Eine genauere Bestimmung der harten Achse ist mit Hilfe von Messungen des Telegraphenrauschens möglich, was im Folgenden näher beschrieben wird. Bei 180 K wird ein konstantes Magnetfeld von $\mu_0 H = -0,14 \text{ T}$ unter verschiedenen Winkeln ϕ zur Probenormalen nahe der harten Achse angelegt, während die Hall-Spannung gemessen wird. Für verschiedene Winkel sind die gemessenen Hall-Spannungen gegen die Messzeit in Abbildung 4.8a aufgetragen. Wie zu sehen ist, verändert sich die Besetzung der beiden Zustände in Abhängigkeit vom Winkel ϕ . Bei 81° ist das Besetzungsverhältnis vom oberen Zustand („up“) zum unteren Zustand („down“) 83,5 % zu 16,5 %, während bei 82° fast eine Gleichverteilung von 55,9 % zu 44,1 % vorliegt. Für 83° stellt sich ein Verhältnis von 19,1 zu 80,9 zwischen oberen und unteren Zustand ein. Die Veränderung des Besetzungsverhältnisses entsteht durch die Veränderung des Magnetfeldes entlang der leichten Achse, was durch die Variation des Winkels ϕ hervorgerufen wird. Mit der Veränderung der Besetzung verändert sich analog die Verweilzeiten τ_{down} und τ_{up} der einzelnen Zustände. Für eine aussagekräftige Statistik der Verweilzeiten sollte die Messzeit so gewählt werden, dass ungefähr 1000 Schaltereignisse detektiert werden, da der Fehler mit $1/\sqrt{N}$ [174]. In Tabelle 4.1 sind die Besetzungsverhältnisse und die Verweilzeiten der Zustände zu den verschiedenen Winkeln ϕ des Magnetfeldes aufgeführt. In Abbildung 4.8b ist das Produkt aus der thermischen Energie und des natürlichen Logarithmus des Verhältnisses der Verweilzeiten der beiden Zustände ($\ln(\tau_{\text{down}}/\tau_{\text{up}})$) gegen den Winkel ϕ des Magnetfeldes aufgetragen, wie sie sich aus den Messungen aus

Kapitel 4 Magnetotransportmessungen am Pt/Co/Pt-Nanodot ($\varnothing = 45 \text{ nm}$)

ϕ ($^\circ$)	Besetzung „up“ (%)	Besetzung „down“ (%)	τ_{up} (s)	τ_{down} (s)
80	$95,3 \pm 2,1$	$4,7 \pm 2,1$	$21,8 \pm 7,1$	$1,1 \pm 0,4$
81	$83,5 \pm 4,5$	$16,5 \pm 4,5$	$9,6 \pm 2,2$	$1,9 \pm 0,4$
82	$55,9 \pm 3,8$	$44,1 \pm 3,8$	$4,9 \pm 0,5$	$3,8 \pm 0,4$
83	$19,1 \pm 4,9$	$80,9 \pm 4,9$	$2,3 \pm 0,5$	$9,5 \pm 2,1$
84	$7,2 \pm 2,7$	$92,8 \pm 2,7$	$1,7 \pm 0,5$	$20,8 \pm 5,8$

Tab. 4.1: Zum Winkel ϕ des Magnetfeldes sind die Besetzungsverhältnisse des oberen („up“) bzw. des unteren („down“) Zustandes aufgeführt. Zusätzlich sind die Verweilzeiten τ_{down} und τ_{up} angegeben.

Abbildung 4.8a ergeben. Das Produkt gibt die Differenz der Energieminima der beiden Zustände „up“ und „down“ an, wie es aus nachfolgenden Formeln 4.3-4.5 ersichtlich ist.

$$\frac{\tau_{\text{down}}}{\tau_{\text{up}}} = \frac{\tau_{0, \text{down}}}{\tau_{0, \text{up}}} \cdot \exp\left(\frac{\Delta E_{\text{down}} - \Delta E_{\text{up}}}{k_{\text{B}}T}\right) \quad (4.3)$$

$$k_{\text{B}}T \cdot \ln\left(\frac{\tau_{\text{down}}}{\tau_{\text{up}}}\right) = k_{\text{B}}T \cdot \underbrace{\ln\left(\frac{\tau_{0, \text{down}}}{\tau_{0, \text{up}}}\right)}_{\approx 0} + \Delta E_{\text{down}} - \Delta E_{\text{up}} \quad (4.4)$$

$$k_{\text{B}}T \cdot \ln\left(\frac{\tau_{\text{down}}}{\tau_{\text{up}}}\right) \approx -E_{\text{min, down}} + E_{\text{min, up}} \quad (4.5)$$

Hierbei wird angenommen, dass die Versuchsschaltzeiten ($\tau_{0, \text{down}}, \tau_{0, \text{up}}$) der beiden Zustände gleich sind. Eine genauere Betrachtung der Versuchsschaltzeiten und deren Einfluss auf die Messung wird in Kapitel 4.3.4 vorgenommen. In Abbildung 4.8b ist zu sehen, dass innerhalb des Winkelsegmentes von 80° bis 84° ein linearer Verlauf ($a \cdot (\phi - \phi_0)$) mit einer Steigung a von $(3,55 \pm 0,14) \cdot 10^{-21} \text{ J}^\circ$ und einer Verschiebung von $\phi_0 = (82,14 \pm 0,04)^\circ$ zu finden sind. Die Verschiebung gibt den Winkel der harten Achse ($\phi_{\text{h.a.}}$) an, bei der die Verweilzeiten der beiden Zustände gleich sind ($\ln(\tau_{\text{down}}/\tau_{\text{up}}) = 0$). In diesem Fall steht das Magnetfeld in Richtung der harten Achse und führt daher nur zu einer Herabsetzung der Energiebarriere, wie in Kap. 2.4 beschrieben, während bei anderen Winkeln ein Teil des Feldes in Richtung der leichten Achse steht, wodurch es zu einer Bevorzugungen eines Zustandes kommt. Durch die Rotation des Magnetfeldes kann die harte Achse der Magnetisierung in der Messebene mit guter Genauigkeit ($< 0,04^\circ$) bestimmt werden.

P. Staeck hat in seiner Arbeit [67] die harte Achse in zwei senkrecht zueinander stehenden Messebenen durch Variation des Winkels des konstanten Magnetfeldes bestimmt. Diese beiden harten Achsen spannen die harte Ebene der Magnetisierbarkeit des Nanodots auf, zu der die leichte Achse der Magnetisierung der Normalenvektor ist.

4.3 Telegraphenrauschen des Nanodots bei verschiedenen Temperaturen

Aus der Steigung kann nicht wie im superparamagnetischen Regime direkt das magnetische Moment m bestimmt werden, da das Magnetfeld nicht nur zum Verschieben der Energieminima benutzt wird, sondern auch die Energiebarriere herabsetzt. Dies ist in den theoretischen Betrachtungen (siehe Kap. 2.4) näher erläutert. Abb. 2.4b zeigt, dass die gemessene Steigung abhängig vom reduzierten Feld h ist. Die Steigung steigt für größere h an. Um die gemessene Steigung im geblockten Zustand mit dem superparamagnetischen zu vergleichen, ist in Abb. 2.5a die Differenz $\Delta\epsilon$ der reduzierten Energiebarrieren $\Delta\epsilon_{\text{up}}$ und $\Delta\epsilon_{\text{down}}$ gegen den Anteil des Magnetfeldes parallel zur leichten Achse ($h_z = h \cdot \sin(\alpha)$) aufgetragen, da dieser Feldanteil die Energieminima gegeneinander verschiebt. Zusätzlich ist die Gerade für ein Magnetfeld parallel zur leichten Achse ($h_{\text{e.a.}}$) wie im superparamagnetischen Zustand eingezeichnet. Die Steigungen nehmen im Vergleich zur Geraden ($h_{\text{e.a.}}$) für steigende h ab, wodurch das resultierende magnetische Moment abnimmt, da es proportional zur Steigung ist.

4.3.2 Bestimmung der temperaturunabhängigen Anisotropiekonstante K und des magnetischen Momentes m des Nanodots

Im Folgenden wird der Einfluss der Magnetfeldstärke auf das Schaltverhalten des Nanodots bei verschiedenen Temperaturen im geblockten Zustand untersucht, um daraus das magnetische Moment und die Anisotropiekonstante zu bestimmen. Da die Winkelgenauigkeit des Aufbaus ($\pm 1^\circ$) eine exakte Einstellung der harten Achse nicht zulässt, wird das Magnetfeld unter einem Winkel nahe der harten Achse angelegt, um die Energiebarriere herabzusetzen und damit thermisches Schalten zu ermöglichen. In den theoretischen Grundlagen 2.4 ist gezeigt, dass sich die mittlere Energiebarriere ΔE_m für kleine Winkel zur harten Achse wie die Energiebarriere $\Delta E_{\text{h.a.}}$ bei einem Magnetfeld entlang der harten Achse verhält. Außerdem wird davon ausgegangen, dass der Einfluss der Winkelungenauigkeit auf die Versuchsschaltzeit τ_0 zu vernachlässigen ist, da die Magnetfeldabhängigkeit von τ_0 klein gegenüber den exponentiellen Term ist [100]. Daher werden aus den gemessenen Schaltzeiten τ_{up} und τ_{down} die mittlere Schaltzeit τ_m nach Gleichung 2.59 berechnet. In Abbildung 4.9a sind bei einer Temperatur von 180 K drei Messungen des Telegraphenrauschens für verschiedene Feldstärken aufgetragen. Zu sehen ist, dass die Schaltzeit τ_m zwischen zwei Sprüngen mit steigender Magnetfeldstärke abnimmt. Der natürliche Logarithmus der mittleren Schaltzeiten τ_m ist in Abbildung 4.9b gegen das angelegte Magnetfeld aufgetragen. Es zeigt sich ein linearer Zusammenhang ($\ln(\tau_m) = a \cdot \mu_0 H + y_0$) zwischen dem natürlichen Logarithmus der mittleren Schaltzeiten und dem angelegten Magnetfeld innerhalb des Magnetfeldbereichs und der Messungenauigkeit. Die Steigung beträgt $(140,97 \pm 3,44) \text{ T}^{-1}$ und der y -Achsenabschnitt $(21,17 \pm 0,49)$. Zur einfacheren Betrachtung werden im Folgenden positive Magnetfelder angenommen, wodurch sich das Vorzeichen

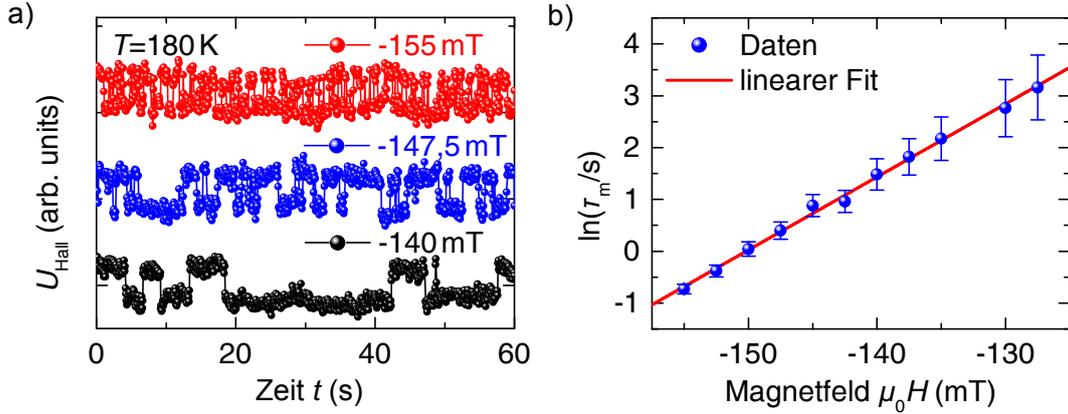


Abb. 4.9: a) Aufgetragen ist die gemessene Hall-Spannung für drei verschiedene Feldstärken des Magnetfeldes gegen die Zeit bei einer Temperatur von 180 K und einem Winkel von 82° . Zu sehen ist, dass die Anzahl der Sprünge mit der Feldstärke zunehmen, was einer Abnahme der Schaltzeit τ_m zwischen zwei Schaltereignissen entspricht. b) Der natürliche Logarithmus der mittleren Schaltzeiten τ_m , wie sie sich aus den Messungen aus a) ergeben, sind gegen das Magnetfeld $\mu_0 H$ dargestellt. Es ergibt sich innerhalb der Messgenauigkeit ein linearer Verlauf mit einer Steigung von $(140,97 \pm 3,44) \text{ T}^{-1}$ und einem y -Achsenabschnitt von $(21,17 \pm 0,49)$. Dies bedeutet, dass die mittlere Schaltzeit τ_m exponentiell mit der Magnetfeldstärke abfällt. Da die Messzeit konstant ist, nimmt die Anzahl der Schaltereignisse zu kleineren Feldern ab, wodurch der Fehler größer wird ($\propto 1/\sqrt{N}$).

der Steigungen bei der Auftragung von $\ln(\tau_m)$ gegen das Magnetfeld $\mu_0 H$ ändert. Die Messung wird durch das Arrheniusgesetz Gl. 2.27 beschrieben, welches man zu Gleichung 4.6 umformen kann.

$$\Delta E_m(\mu_0 H) = k_B T \cdot (\ln[\tau_m(\mu_0 H)] - \ln(\tau_0)) \quad (4.6)$$

Für den kleinen Feldbereich von -127,5 mT bis -155 mT wird angenommen, dass die Versuchsschaltzeit τ_0 konstant ist und daher $\ln(\tau_0)$ ein konstanter Offset ist [100]. Daher bildet die Messung nach Gleichung 4.6 den Verlauf der Energiebarriere ΔE_m ab. Für den Verlauf der Energiebarriere wird allerdings eine quadratische Form erwartet, da die Energiebarriere der harten Achse quadratisch vom externen Magnetfeld abhängt.

$$\Delta E_{\text{h.a.}} = KV \left(\frac{m \cdot \mu_0 H}{2KV} - 1 \right)^2 = \frac{m^2}{4KV} \cdot (\mu_0 H)^2 - m \cdot \mu_0 H + KV \quad (4.7)$$

In Abbildung 4.10 ist die Energiebarriere (—) nach Gl. 4.7 für ein magnetisches Moment m von $9,22 \cdot 10^{-19} \text{ Am}^2$ und KV von $1,06 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ gegen das Magnetfeld $\mu_0 H$ dargestellt. Die quadratische Abhängigkeit der Energiebarriere vom Magnetfeld ist sichtbar. Die Werte für m und KV ergeben sich im späteren Verlauf dieses Kapitels. Des Weiteren sind die Messwerte aus Abb. 4.9b in der Form von $(k_B T \cdot (\ln \tau_m - \ln \tau_0))$ eingezeichnet, wobei $T = 180 \text{ K}$ und die Versuchsschaltzeit

4.3 Telegraphenrauschen des Nanodots bei verschiedenen Temperaturen

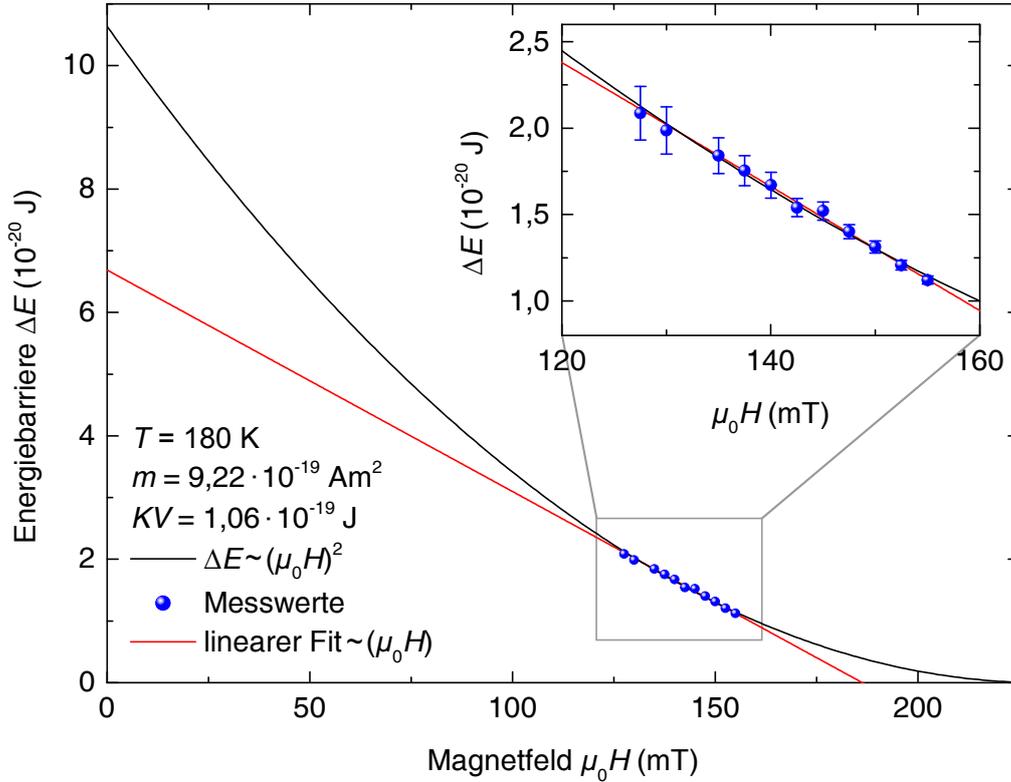


Abb. 4.10: Dargestellt ist die Energiebarriere ΔE (—) nach Gl. 4.7 für ein magnetisches Moment m von $9,22 \cdot 10^{-19} \text{ Am}^2$ und KV von $1,06 \cdot 10^{-19} \text{ J}$ gegen das Magnetfeld $\mu_0 H$. Die quadratische Abhängigkeit vom Magnetfeld ist sichtbar. Außerdem sind die Messwerte ($k_B T \cdot (\ln \tau_m - \ln \tau_0)$) der Messung aus Abb. 4.9 für eine Versuchsschaltzeit von $\ln \tau_0 = -5.24$ aufgetragen. Im vergrößerten Ausschnitt ist zu sehen, dass der lineare Fit an die Messwerte in dem Feldbereich die Änderung der Energiebarriere in guter Näherung beschreibt.

$\ln(\tau_0/s) = -5.24$ betragen. Im vergrößerten Ausschnitt ist zu sehen, dass der lineare Fit an die Messwerte (—) in dem Feldbereich die Änderung der Energiebarriere in guter Näherung beschreibt. Die Abbildung 4.10 illustriert, dass die Krümmung der Energiebarriere für einen kleinen Magnetfeldbereich (30 mT) für vernünftige Werte für m und KV gering ist und daher kann als Näherung eine Gerade als Tangente an die Energiebarriere bei einem bestimmten Magnetfeld angesehen werden. Dies wird durch die Ableitung von Gl. 4.6 nach dem externen Magnetfeld beschrieben.

$$\frac{\partial}{\partial(\mu_0 H)} \left(k_B T \cdot \underbrace{(\ln [\tau_m(\mu_0 H)] - \ln(\tau_0))}_{\alpha \cdot \mu_0 H + y_0 - \text{konst.}} \right) = \frac{\partial}{\partial(\mu_0 H)} (\Delta E_{\text{h.a.}}) \quad (4.8)$$

Kapitel 4 Magnetotransportmessungen am Pt/Co/Pt-Nanodot ($\varnothing = 45 \text{ nm}$)

Temperatur T (K)	Steigung a (T^{-1})	y -Achsenabschnitt y_0	Magnetfeld $\mu_0 H_0$ ($\ln \tau_m = 1$) (mT)
100	$-223,79 \pm 4,88$	$45,14 \pm 0,95$	197 ± 4
120	$-191,39 \pm 5,79$	$35,98 \pm 1,07$	183 ± 6
140	$-169,26 \pm 4,76$	$29,77 \pm 0,79$	170 ± 5
160	$-154,70 \pm 2,65$	$25,09 \pm 0,42$	156 ± 3
180	$-140,97 \pm 3,44$	$21,17 \pm 0,49$	143 ± 4
200	$-132,56 \pm 2,06$	$17,99 \pm 0,26$	128 ± 2
220	$-124,26 \pm 2,86$	$15,12 \pm 0,34$	114 ± 3

Tab. 4.2: Zu den verschiedenen Temperaturen sind die Steigungen und y -Achsenabschnitte angegeben, die sich aus den linearen Anpassungen von $\ln(\tau_m)$ gegen das Magnetfeld ergeben. Zusätzlich ist das Magnetfeld $\mu_0 H_0$ bei $\ln(\tau_m)=1$ angegeben, dass sich aus $(1 - y_0)/a$ ergibt.

Was mit Gl. 4.7 zu

$$k_B T \cdot a = \frac{m^2}{2KV} \cdot \mu_0 H - m \quad (4.9)$$

führt. Hierbei ist a die Steigung der Messung aus Abb. 4.9b. In Tabelle 4.2 sind die Steigungen a und die y -Achsenabschnitte y_0 der linearen Anpassungen für die verschiedenen Temperaturen angegeben, die sich aus der Auftragung von $\ln(\tau_m)$ gegen das angelegte externe Magnetfeld $\mu_0 H$ ergeben. Zusätzlich ist das Magnetfeld $\mu_0 H_0$ aufgeführt, bei dem $\ln(\tau_m)=1$ gilt, was sich aus der Beziehung $(1 - y_0)/a$ ergibt. Dieses Magnetfeld wird gewählt, da hier bei den verschiedenen Temperaturen die gleiche Schaltzeit vorliegt ($\ln(\tau_m)=1$). In Abbildung 4.11 ist das Produkt aus den ermittelten Steigungen und der dazugehörigen thermischen Energie gegen das externe Magnetfeld $\mu_0 H_0$ aufgetragen. Es zeigt sich ein linearer Zusammenhang, wie er durch Gleichung 4.9 beschrieben wird. Aus der linearen Anpassung ergibt sich damit ein magnetisches Moment von $m = (4,73 \pm 0,04) \cdot 10^{-19} \text{ Am}^2$ (y -Achsenabschnitt), was mit der Sättigungsmagnetisierung $M_S = 1,44 \cdot 10^6 \text{ A/m}$ und der Kobaltschichtdicke $h = 0,77 \text{ nm}$ einen Radius von $r = (11,7 \pm 0,5) \text{ nm}$ ergibt. Aus dem SEM-Bild ergibt sich ein Radius des Nanodots von $r_{\text{SEM}} = (22,5 \pm 1,5) \text{ nm}$, der damit doppelt so groß ist, wie der hier gefundene Radius von $r = (11,7 \pm 0,5) \text{ nm}$. Aus der Steigung bestimmt sich die Anisotropiekonstante zu $K = (404 \pm 15) \text{ kJ/m}^3$ ($KV = (1,33 \pm 0,05) \cdot 10^{-19} \text{ J}$).

In den Arbeiten von A. Neumann [66] und P. Staeck [67] ergeben sich aus den Messungen des magnetischen Momentes ebenfalls deutlich kleinere Radien als es die SEM-Bilder zeigen. Diese Diskrepanz führen sie zurück auf Randschädigungen und Redeposition von Platin bei der Herstellung des Nanodots.

Die Werte für das magnetische Moment und die Anisotropie ergeben sich unter der Annahme, dass sowohl das magnetische Moment als auch die Anisotropie temperaturunabhängig sind. Wie in Kap. 4.2 gezeigt kann das magnetische Mo-

4.3 Telegraphenrauschen des Nanodots bei verschiedenen Temperaturen

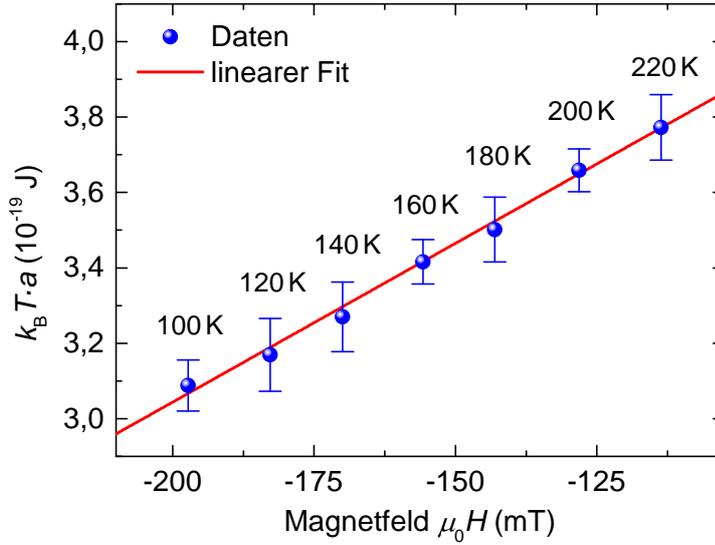


Abb. 4.11: Aufgetragen ist das Produkt aus den ermittelten Steigungen und der dazugehörigen thermischen Energie gegen das Magnetfeld $\mu_0 H_0$, bei einer Schaltzeit von $\ln(\tau_m)=1$. Aus der linearen Anpassung ergibt sich ein magnetisches Moment von $m = (4,73 \pm 0,04) \cdot 10^{-19}$ Am² und eine Anisotropiekonstante von $K = (404 \pm 15)$ kJ/m³.

ment in erster Näherung innerhalb des Temperaturfensters (100 K-220 K) als temperaturunabhängig angenommen werden. In früheren Arbeiten dieser Arbeitsgruppe [123, 158] ist gezeigt worden, dass die Anisotropie der Filmsysteme, die den Nanodots zugrunde liegen, eine Temperaturabhängigkeit besitzt, die von der Dicke der Kobaltschicht abhängig ist. Für einen 0,8 nm dicken Kobaltfilm wird ein linearer Anstieg der Anisotropie von $482,8 \text{ J}/(\text{K} \cdot \text{m}^3)$ gefunden. Daher muss man davon ausgehen, dass die Anisotropie des Nanodots ebenfalls temperaturabhängig ist.

4.3.3 Erweiterung auf eine temperaturabhängige Anisotropieenergie KV des Nanodots und Bestimmung des magnetischen Momentes m

Im Folgenden wird ein Verfahren vorgestellt, bei dem aus zwei unabhängigen Messungen bei konstanter Temperatur das magnetische Moment m und die Anisotropieenergie KV bestimmt werden. Bei der einen Messung wird der Winkel ϕ des Magnetfeldes konstant gehalten und die Feldstärke variiert und bei der anderen Messung ist das Magnetfeld konstant und der Winkel ϕ wird um die harte Achse variiert. Da während jeder Messung die Temperatur konstant gehalten wird, ist die Anisotropie während jeder einzelnen Messung konstant. Daher gibt Gleichung 4.9 zu jeder Temperatur die entsprechende Tangente an die Energiebarriere zu einem Magnetfeld an (siehe Abb. 4.10), wodurch sich durch Umformen der Gl.

4.9 nach KV folgende Abhängigkeit ergibt.

$$KV = \frac{m^2 \cdot \mu_0 H}{2 \cdot (k_B \cdot T \cdot a + m)} \quad (4.10)$$

Diese Abhängigkeit kann in die Energiegleichung 2.15 für den uniaxialen Fall eingesetzt werden.

$$E = \frac{m^2 \cdot \mu_0 H}{2 \cdot (k_B \cdot T \cdot a + m)} \cdot \sin^2(\theta) - m \cdot \mu_0 H \cdot \cos(\phi - \theta) \quad (4.11)$$

Mit der Gl. 4.11 können die Energieextrema ($\frac{\partial E}{\partial \theta} = 0$, $\frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} \neq 0$) numerisch berechnet werden.

Bei der Messung zur Bestimmung der harten Achse ist in Abbildung 4.8b der natürliche Logarithmus des Schaltzeitverhältnisses τ_{up} zu τ_{down} gegen den Winkel des Magnetfeldes aufgetragen. Dieses Verhältnis gibt den Energieunterschied der Energieminima der Zustände „up“ und „down“, wie in Gl. 4.5 gezeigt, an. Für verschiedene angenommene magnetische Momente werden im Folgenden die Energieminima der Zustände „up“ und „down“ numerisch berechnet, um deren Differenz mit der Messung in Abbildung 4.8b zu vergleichen und dadurch das magnetische Moment des Nanodots zu bestimmen. Hierfür müssen die Parameter der Gl. 4.11 wie im Experiment gewählt werden. Die Temperatur beträgt 180 K, wodurch sich für die Steigung $a = (-140,97 \pm 3,44) \text{ T}^{-1}$ (siehe Tab. 4.2) ergibt. Das Magnetfeld $\mu_0 H$ beträgt bei der Messung 0,14 T und der Winkel ϕ wird um die harte Achse ($\phi_{\text{h.a.}} = (82,14 \pm 0,04)^\circ$) um $\pm 2^\circ$ variiert, was bei der numerischen Berechnung 88° bis 92° entspricht⁵. Das angenommene magnetische Moment m wird schrittweise von $2 \cdot 10^{-19} \text{ Am}^2$ um $0,1 \cdot 10^{-19} \text{ Am}^2$ bis $2 \cdot 10^{-18} \text{ Am}^2$ erhöht. Zu jedem magnetischen Moment werden die beiden Energieminima ($E_{\text{min,up}}$, $E_{\text{min,down}}$) zu jedem Winkel $\phi \in [88^\circ, 92^\circ]$ numerisch berechnet und deren Differenz $\Delta E_{\text{min}} = E_{\text{min,up}} - E_{\text{min,down}}$ bestimmt. Diese Berechnungen entsprechen dem Experiment, bei dem man das Magnetfeld konstant hält und den Winkel ϕ nahe der harten Achse variiert. In Abbildung 4.12a sind beispielhaft für fünf magnetische Momente ($2, 5, 8, 11$ und $14 \cdot 10^{-19} \text{ Am}^2$) die Verläufe der Differenz ΔE_{min} gegen den Winkel ϕ aufgetragen. Zu sehen ist, dass sich jeweils ein linearer Verlauf in diesem Winkelsegment ergibt, dessen Steigung mit der Steigung aus der Abbildung 4.8 verglichen werden kann, um auf das magnetische Moment des Nanodots zu schließen. In Abbildung 4.12b sind die Steigungen ($\frac{\partial(\Delta E_{\text{min}})}{\partial \phi}$) für die magnetischen Momente von $7 \cdot 10^{-19} \text{ Am}^2$ bis $12 \cdot 10^{-19} \text{ Am}^2$ gegen das magnetische Moment aufgetragen (—). Der Fehler der Steigungen ($\frac{\partial(\Delta E_{\text{min}})}{\partial \phi}$) (---) entsteht durch

⁵Für die Berechnung aus den Messungen wird angenommen, dass der Nanodot eine uniaxiale Anisotropie besitzt, die verkippt ist, wodurch die harte Achse nicht bei 90° liegt. Bei der numerischen Berechnung hingegen wird ein nicht verkippter Nanodot angenommen, d.h. die harte Achse liegt bei 90° .

4.3 Telegraphenrauschen des Nanodots bei verschiedenen Temperaturen

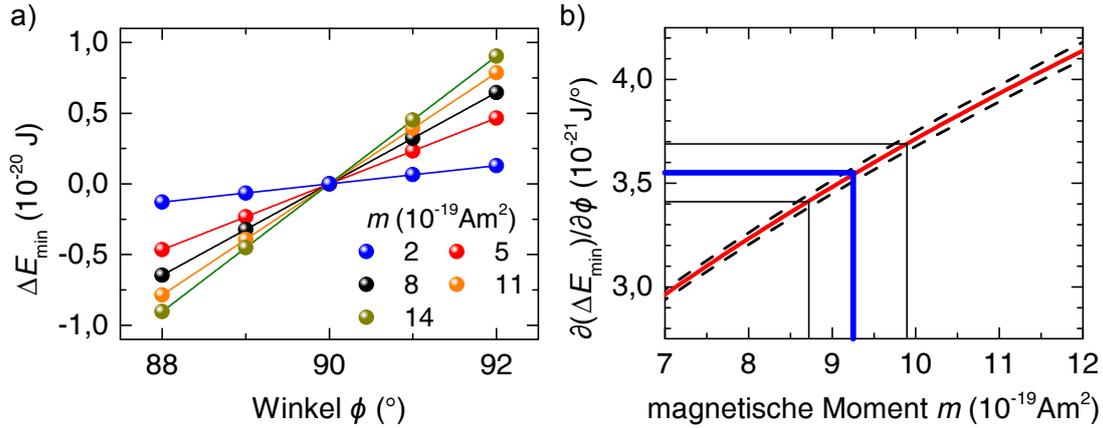


Abb. 4.12: a) Für fünf magnetische Momente m ist die numerisch berechnete Differenz ΔE_{\min} gegen den Winkel ϕ aufgetragen. Zu sehen ist, dass sich jeweils ein linearer Verlauf ergibt, dessen Steigung mit dem magnetischen Moment zunimmt. b) Zeigt den Verlauf der Steigungen $\left(\frac{\partial(\Delta E_{\min})}{\partial\phi}\right)$ aus a) in Abhängigkeit vom magnetischen Moment (—). Der Fehler der Steigungen $\left(\frac{\partial(\Delta E_{\min})}{\partial\phi}\right)$ (---) entsteht durch die Unsicherheit der Steigung a bei der Messung für variierende Magnetfelder. Außerdem ist die Steigung aus Abbildung 4.8b von $(3,5 \pm 0,1) \cdot 10^{-21}$ J/° (—) eingezeichnet, mit der sich das magnetische Moment des Nanodots von $(9,2 \pm 0,6) \cdot 10^{-19}$ Am² ergibt. Der Fehler von m ergibt sich durch die Unsicherheit von der Steigung aus Abbildung 4.8b und ist graphisch durch — eingezeichnet.

die Unsicherheit der Steigung a bei der Messung für variierende Magnetfelder. Zusätzlich ist die Steigung aus Abbildung 4.8b von $(3,5 \pm 0,1) \cdot 10^{-21}$ J/° (—) eingezeichnet, die zu einem magnetischen Moment von $(9,2 \pm 0,6) \cdot 10^{-19}$ Am² führt. Der Fehler von m ergibt sich durch die Unsicherheit von der Steigung aus Abbildung 4.8b und ist graphisch durch — eingezeichnet, wodurch sich ein Radius von $(16,3 \pm 0,5)$ nm ergibt. Dieser Radius ist größer als der in Kap. 4.3.2 gefundene von $r = (11,7 \pm 0,5)$ nm, aber immer noch deutlich kleiner als der Radius im SEM-Bild von $r_{\text{SEM}} = (22,5 \pm 1,5)$ nm.

Für die Temperatur 200 K ist bei einem Magnetfeld von 0,12 T ebenfalls der Winkel um die harte Achse variiert worden. Für die harte Achse ergibt sich ein Winkel von $(82,5 \pm 0,1)^\circ$, während die Steigung von $\frac{\partial(\Delta E_{\min})}{\partial\phi} = (2,8 \pm 0,2) \cdot 10^{-21}$ J/° beträgt. Aus dieser Messung ergibt sich mit der Steigung für variierendes Magnetfeld bei 200 K (siehe Tab. 4.2) ein magnetisches Moment von $(8,1 \pm 1,1) \cdot 10^{-19}$ Am², was innerhalb des Fehlers mit dem bei 180 K übereinstimmt. Die Messgenauigkeit ist bei der 200 K Messung geringer, da die Anzahl der Sprünge während der gleichen Messzeit geringer ist. Die Anzahl der Sprünge ist abhängig von der Temperatur und der Höhe der Energiebarriere. Die Energiebarriere ist bei der 200 K Messung größer, da das Magnetfeld mit 0,12 T um 20 mT kleiner ist als bei der 180 K Messung, wodurch die Anzahl der Sprünge sinkt. Die um 20 K höhere

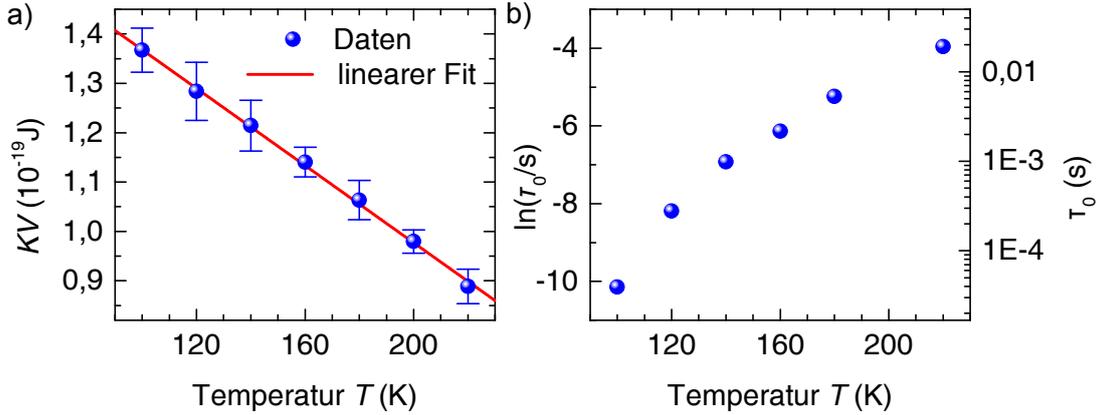


Abb. 4.13: a) Aufgetragen sind die Anisotropieenergie KV , wie sie sich nach Gl. 4.10 für das magnetische Moment $(9,2 \pm 0,6) \cdot 10^{-19} \text{ Am}^2$ ergeben, gegen die Temperatur. Zu sehen ist, dass die Anisotropie mit steigender Temperatur linear abfällt. Für den linearen Fit ergeben sich als Steigung $KV_T = (-3,91 \pm 0,07) \cdot 10^{-22} \text{ J/K}$ und als y -Achsenabschnitt $KV_0 = (1,76 \pm 0,01) \cdot 10^{-19} \text{ J}$. b) Zeigt den natürlichen Logarithmus der Versuchsschaltzeit τ_0 gegen die Temperatur.

Temperatur kompensiert die erhöhte Energiebarriere nicht. Eine längere Messzeit wäre hier nötig gewesen, um eine vergleichbare Messgenauigkeit zu bekommen.

Diese magnetischen Momente ergeben sich unter der Annahme einer uniaxialen Anisotropie. Mit Hilfe des bestimmten magnetischen Momentes bei 180 K , welches in dem Temperaturfenster temperaturunabhängig ist, kann die Anisotropieenergie KV durch Gl. 4.10 für die verschiedenen Temperaturen bestimmt werden. In Abbildung 4.13a ist die Anisotropieenergie KV gegen die Temperatur T aufgetragen. Es ergibt sich ein linearer Verlauf mit einer Steigung von $KV_T = (-3,91 \pm 0,07) \cdot 10^{-22} \text{ J/K}$ und y -Achsenabschnitt von $KV_0 = (1,76 \pm 0,01) \cdot 10^{-19} \text{ J}$.

Die Steigung KV_T hat im Vergleich zu der Temperaturabhängigkeit eines vergleichbaren Pt/Co/Pt-Filmsystems mit einer Kobaltschichtdicke von $0,8 \text{ nm}$ ein anderes Vorzeichen. Die Anisotropie des Filmsystems steigt innerhalb des Temperaturfensters (2 K - 300 K) mit $482,8 \text{ J}/(\text{K} \cdot \text{m}^3)$ [123] an. Bei dem Dot fällt KV linear im Temperaturfenster von 100 K bis 220 K ab.

In Abbildung 4.13b sind die natürlichen Logarithmen der Versuchsschaltzeiten für die verschiedenen Temperaturen, wie sie sich mit dem magnetischen Moment und der Anisotropieenergie KV ergeben, aufgetragen. Zu sehen ist, dass die Versuchsschaltzeiten mit steigender Temperatur stark von $\tau_0 = 3,7 \cdot 10^{-5} \text{ s}$ auf $\tau_0 = 1,8 \cdot 10^{-2} \text{ s}$ ansteigen. Insgesamt sind alle Versuchsschaltzeiten um Größenordnungen zu groß, da in der Literatur Versuchsschaltzeiten von 10^{-9} s bis 10^{-12} s [69, 74, 105] vorausgesagt werden.

Eine mögliche Erklärung für die abweichenden Versuchsschaltzeiten liefert die Herstellung der Nanodots. Das magnetische Filmsystem, aus dem der Nanodot hergestellt wird, besteht aus magnetischen Körnern, die eine Größe von $(11 \pm 2) \text{ nm}$

4.3 Telegraphenrauschen des Nanodots bei verschiedenen Temperaturen

und eine mittlere Verkippung von 10° [125] besitzen. Aus der SEM-Abbildung (Abb. 4.1) ergibt sich ein Radius des Nanodots von $r_{\text{SEM}} = (22,5 \pm 1,5)$ nm. Dadurch besteht der Nanodot aus mehreren Körnern, die durch Austausch- und Dipol-Dipol-Wechselwirkungen gekoppelt sind. Für die zu großen Versuchsschaltzeiten liefern Dormann et al. [175] eine mögliche Erklärung. Sie finden, dass die gemessene Schaltzeit von der Stärke der Wechselwirkung zwischen benachbarten Partikeln abhängt. In einer weiteren Arbeit [176] untersuchen sie die Abhängigkeit von τ von der Stärke der Dipol-Dipol-Wechselwirkung zwischen $\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$ Nanopartikel. Sie finden, dass die Nanopartikel für eine verschwindende Dipol-Dipol-Wechselwirkung durch das Néel-Arrhenius-Gesetz (Gl. 2.26) beschrieben werden können. Für steigende Dipol-Dipol-WW wird das Verhalten der Nanopartikel nur noch qualitativ durch das Néel-Arrhenius-Gesetz beschrieben.

Dies würde erklären, warum das dynamische Schaltverhalten des Nanodots, bestehend aus mehreren gekoppelten Körnern, qualitativ durch das Néel-Arrhenius-Gesetz beschrieben werden kann, die Versuchsschaltzeit aber um mehrere Größenordnungen zu groß ist.

Im Folgenden soll auf die zu große Versuchsschaltzeit sowie auf die unterschiedlichen Vorzeichen bei der Anisotropieenergie des Nanodots und der Anisotropie des Filmsystems eingegangen werden.

4.3.4 Abhängigkeit der Versuchsschaltzeit τ_0 vom Magnetfeld

In den vorherigen Kapiteln wird τ_0 innerhalb des Magnetfeldbereichs als konstant betrachtet und es wird nur der Einfluss des Magnetfeldes auf die Energiebarriere betrachtet. In der Literatur werden Werte für die Versuchsschaltzeit von $\tau_0 \approx 10^{-9}$ s bis 10^{-12} s [69, 74, 105] angegeben. Diese Werte stehen im Widerspruch zu den in Abbildung 4.13b gefundenen Werten für τ_0 , da diese um mehrere Größenordnungen abweichen. Daher wird im Folgenden betrachtet, wie sich ein feldabhängiges τ_0 auf die verschiedenen Messungen auswirkt. Dabei wird auf die in den theoretischen Grundlagen (Kap. 2.3) angegebenen Schaltraten ($\Gamma_{1,2}^{\text{IHD}}$ (Gl. 2.31-2.32), $\Gamma_{1,2}^{\text{VLD}}$ (Gl. 2.43-2.44)) für den Fall des IHD⁶ und des VLD⁷ für ein beliebig orientiertes konstantes Magnetfeld für ein uniaxiales Potential eingegangen.

Konstantes Magnetfeld bei Variation des Winkels ϕ

Als erstes soll der Einfluss von τ_0 auf die Messung bei einem konstanten Magnetfeld und Variation des Winkels ϕ abgeschätzt werden. In Abbildung 4.8b ist der natürliche Logarithmus von dem Verhältnis der Schaltzeiten τ_{down} und τ_{up} aufgetragen. Für die folgenden Betrachtungen wurde $\tau_{0, \text{down}} = \tau_{0, \text{up}}$ angenommen, wodurch $\ln(\tau_{0, \text{down}}/\tau_{0, \text{up}}) = 0$ ist. Unter Berücksichtigung der Schaltraten $\Gamma_{\text{up}, \text{down}}^{\text{IHD}}$

⁶IHD: intermediate high damping ($\alpha \geq 1$)

⁷VLD: very low damping ($\alpha \ll 1$)

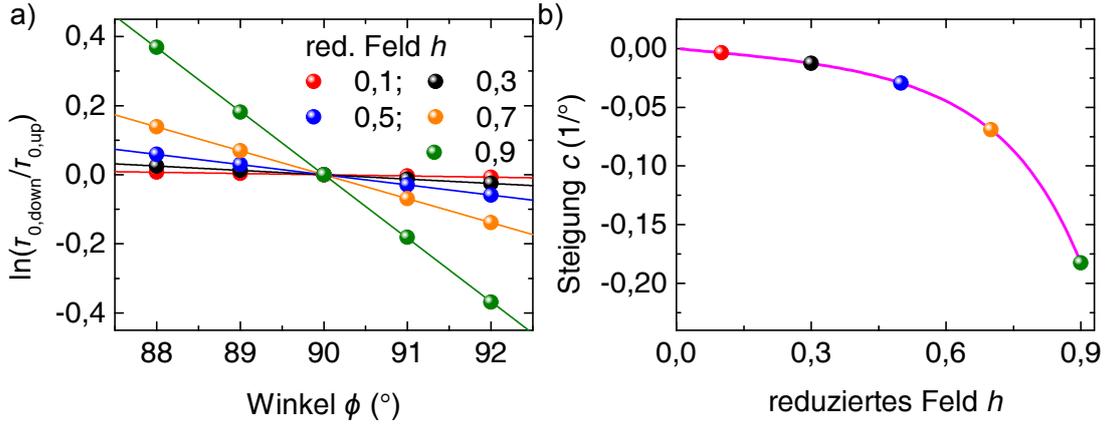


Abb. 4.14: a) Gezeigt ist der natürliche Logarithmus nach Gl. 4.12 für mehrere reduzierte Felder h (0,1; 0,3; 0,5; 0,7; 0,9) zu den Winkeln $\phi \in [88^\circ, 89^\circ, \dots, 92^\circ]$. An die Werte sind lineare Anpassungen gemacht. b) Die Steigungen der linearen Anpassungen aus a) sind gegen die reduzierten Felder aufgetragen. Zusätzlich ist der Verlauf der Steigungen $c = \frac{\partial(\ln(\tau_{0,\text{down}}/\tau_{0,\text{up}}))}{\partial\phi}$ (—) der Geraden für variierendes reduziertes Feld h gegen das reduzierte Feld h eingezeichnet.

(Gl. 2.31-2.32) bestimmt sich der natürlichen Logarithmus des Verhältnisses der Versuchsschaltzeiten $\tau_{0,\text{down}}$ und $\tau_{0,\text{up}}$ zu folgender Beziehung:

$$\ln\left(\frac{\tau_{0,\text{down}}}{\tau_{0,\text{up}}}\right) = \ln\left(\frac{\sqrt{c_1^{\text{up}} \cdot c_2^{\text{up}}}}{\sqrt{c_1^{\text{down}} \cdot c_2^{\text{down}}}}\right) \quad (4.12)$$

Die Parameter c_1^{up} und c_1^{down} werden durch Gl. 2.37 bzw. c_2^{up} und c_2^{down} durch Gl. 2.38 beschrieben, wobei „up“ und „down“ die beiden Lösungen von Gl. 2.39 angeben. Die Beziehung in Gl. 4.12 wurde bisher gleich null gesetzt. Um den Einfluss zu bestimmen, wird für Winkel $\phi \in [88^\circ, 89^\circ, \dots, 92^\circ]$ für verschiedene reduzierte Felder h von 0,01 bis 0,9 der natürliche Logarithmus nach Gl. 4.12 berechnet und gegen den Winkel ϕ aufgetragen. Dies ist in Abbildung 4.14a für mehrere reduzierte Felder h (0,1; 0,3; 0,5; 0,7; 0,9) gezeigt. Es zeigt sich, dass die Datenpunkte im Winkelsegment gut durch eine lineare Näherung angepasst werden können. In Abbildung 4.14b ist der Verlauf der Steigungen $c = \frac{\partial(\ln(\tau_{0,\text{down}}/\tau_{0,\text{up}}))}{\partial\phi}$ (—) der Geraden für die verschiedenen reduzierten Felder h gegen das reduzierte Feld h aufgetragen. Außerdem sind mit farbigen Punkten die sich ergebenden Steigungen aus Abbildung 4.14a eingezeichnet. Zu sehen ist, dass die Steigung zu höheren reduzierten Feldern stark abnimmt. Um die Steigungen mit der gemessenen Steigung (Abb. 4.8b) von $(3,55 \pm 0,14) \cdot 10^{-21} \text{ J}/^\circ$ zu vergleichen, muss die gemessene Steigung durch die thermische Energie $k_B T$ ($T = 180 \text{ K}$) geteilt werden, wodurch sich eine Steigung von $(1,43 \pm 0,06) 1/^\circ$ ergibt. Der Vorfaktor führt bis zu einem reduzierten Feld h von 0,6 zu einer maximalen Änderung der Steigung von 3,5%. Unter Berücksichtigung des Vorfaktors lässt sich das magnetische Moment, wie in

4.3 Telegraphenrauschen des Nanodots bei verschiedenen Temperaturen

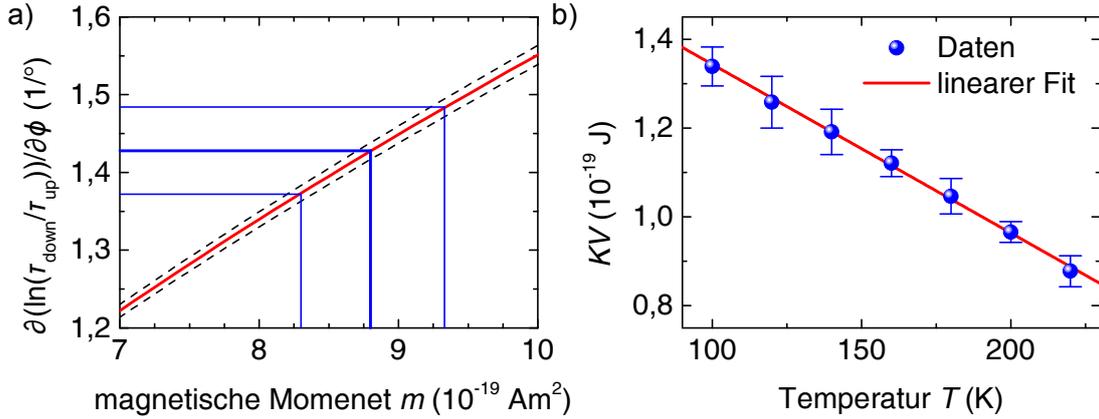


Abb. 4.15: a) Zeigt den Verlauf der Steigungen $\left(\frac{\partial(\ln(\tau_{\text{down}}/\tau_{\text{up}}))}{\partial\phi}\right)$ in Abhängigkeit vom magnetischen Moment (—). Der Fehler der Steigungen $\left(\frac{\partial(\ln(\tau_{\text{down}}/\tau_{\text{up}}))}{\partial\phi}\right)$ (---) entsteht durch die Unsicherheit der Steigung a bei der Messung für variierende Magnetfelder. Außerdem ist die gemessene Steigung von $(1,428 \pm 0,056) 1/^\circ$ (—) eingezeichnet, mit der sich das magnetische Moment des Nanodots von $(8,82 \pm 0,55) \cdot 10^{-19} \text{ Am}^2$ ergibt. b) Aufgetragen sind die Anisotropiekonstanten KV gegen die Temperatur T , wie sie sich nach Gl. 4.10 für das magnetische Moment $(8,82 \pm 0,55) \cdot 10^{-19} \text{ Am}^2$ ergeben. Zu sehen ist, dass die Anisotropie mit steigender Temperatur linear abfällt. Für den linearen Fit (—) ergeben sich als Steigung $KV_T = (-3,797 \pm 0,072) \cdot 10^{-22} \text{ J/K}$ und als y -Achsenabschnitt $KV_0 = (1,723 \pm 0,013) \cdot 10^{-19} \text{ J}$.

Kapitel 4.3.3 berechnen. In Abb. 4.15 ist der berechnete Verlauf der Steigungen $\left(\frac{\partial(\ln(\tau_{\text{down}}/\tau_{\text{up}}))}{\partial\phi}\right)$ in Abhängigkeit vom magnetischen Moment (—) abgebildet. Der Fehler der Steigungen $\left(\frac{\partial(\ln(\tau_{\text{down}}/\tau_{\text{up}}))}{\partial\phi}\right)$ (---) entsteht durch die Unsicherheit der Steigung a ($(-140,97 \pm 3,44) \text{ T}^{-1}$) bei der Messung für variierende Magnetfelder. Zusätzlich ist die gemessene Steigung (Abb. 4.8) geteilt durch die thermische Energie ($T = 180 \text{ K}$) von $(1,428 \pm 0,056) 1/^\circ$ (—) eingezeichnet. Daraus ergibt sich ein magnetisches Moment m von $(8,8 \pm 0,6) \cdot 10^{-19} \text{ Am}^2$, welches um 4,5 % kleiner ist als das ohne den Vorfaktor bestimmte magnetische Moment ($(9,2 \pm 0,6) \cdot 10^{-19} \text{ Am}^2$). Dies entspricht einem Radius r des Nanodots von $(15,9 \pm 0,5) \text{ nm}$.

In Abbildung 4.15b sind die mit dem neuen magnetischen Moment nach Gl. 4.10 berechneten Anisotropieenergie KV gegen die Temperatur T . Zu sehen ist, dass die Anisotropieenergie mit steigender Temperatur linear abfällt. Aus der linearen Anpassung (—) ergeben sich als Steigung $KV_T = (-3,80 \pm 0,07) \cdot 10^{-22} \text{ J/K}$ und als y -Achsenabschnitt $KV_0 = (1,72 \pm 0,01) \cdot 10^{-19} \text{ J}$. Die Werte sind um 2,9 % (KV_T) bzw. 2,1 % (KV_0) kleiner als die Werte für das größere magnetische Moment (vergleiche Abb. 4.13a).

Für IHD bzw. VLD ist der Einfluss durch die Änderung von $\ln(\tau_{\text{down}}/\tau_{\text{up}})$ bei Variation des Winkels ϕ des Magnetfeldes um die harte Achse ($\pm 2^\circ$) für ein reduziertes Feld h bis 0,6 klein gegenüber der Änderung der Energieminima durch

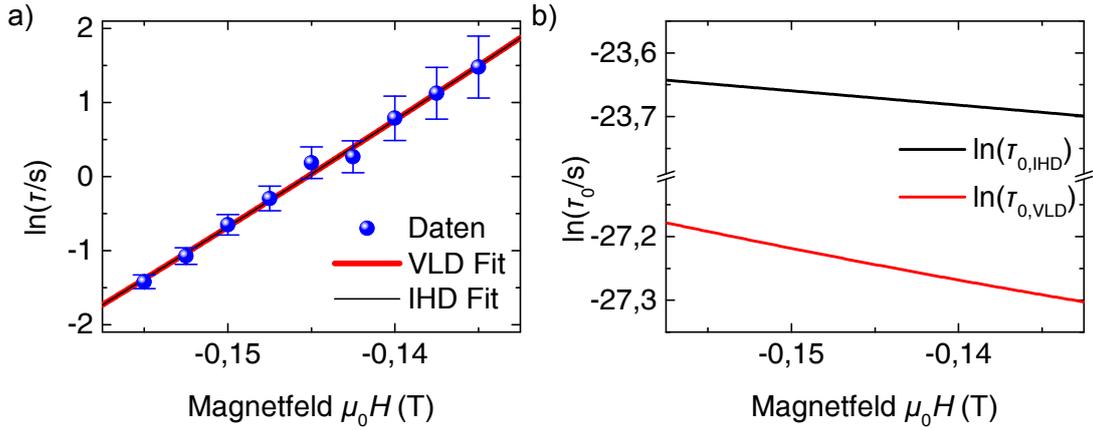


Abb. 4.16: a) Aufgetragen ist der natürliche Logarithmus der Schaltzeiten τ gegen das Magnetfeld $\mu_0 H$ bei einer Temperatur von 180 K. An die Messwerte sind die Gleichungen Gl. 2.42 (IHD —) und Gl. 2.46 (VLD —) aus den theoretischen Grundlagen (Kap. 2.3) angepasst. Für die Dämpfung α wird ein Wert von 0,3 angenommen. Die sich ergebenden magnetischen Momente und Anisotropieenergien sind in Tab. 4.3 aufgeführt. b) Zeigt die Verläufe des natürlichen Logarithmus der Versuchsschaltzeiten τ_0 für die Anpassungen aus a) für IHD (—) und VLD (—). Zu sehen sind lineare Verläufe innerhalb des Magnetfeldsegmentes mit den Steigungen $a_{IHD} = -2,26 \text{ T}^{-1}$ und $a_{VLD} = -4,86 \text{ T}^{-1}$.

die Winkelvariation. Bei größeren reduzierten Feldern ($>0,6$) steigt der Vorfaktor stark an, und er ist dann nicht mehr zu vernachlässigen.

Variierende Feldstärke bei konstantem Winkel ϕ

Als zweites soll der Einfluss von τ_0 auf die Messungen bei konstantem Winkel ϕ und Variation des Magnetfeldes abgeschätzt werden, da in Kap. 4.3.2 τ_0 als konstant angesehen wird. In Abb. 4.16a ist der natürliche Logarithmus der Schaltzeiten τ (Daten wie in Abb. 4.9b) gegen das Magnetfeld $\mu_0 H$ bei einer Temperatur von 180 K aufgetragen. An die Schaltzeiten sind die Gleichungen Gl. 2.42 (IHD) und Gl. 2.46 (VLD) aus den theoretischen Grundlagen (Kap. 2.3) angepasst. Hierbei wird als Dämpfungsparameter $\alpha = 0,3$ gewählt, da dieser für vergleichbare Pt/Co/Pt-Filmsysteme ($d_{Co} = 0,8 \text{ nm}$) gefunden wird [177, 178]. Der Dämpfungsparameter von $\alpha = 0,3$ liegt im Übergangsbereich vom IHD ($\alpha > 1$) und dem VLD ($\alpha \ll 1$), für den die Gleichung 2.49 gilt. Für $\alpha = 0,3$ ergibt sich für $\frac{A(2\alpha S)}{A^2(\alpha S)} \approx 1$ in Gl. 2.49, deshalb kann IHD als gute Näherung benutzt werden. Es wird im Folgenden nur zwischen IHD und VLD unterschieden. Aus den Anpassungen ergeben sich für das magnetische Moment und die Anisotropieenergie die Werte in Tab. 4.3. Die gefundenen magnetischen Momente sind deutlich kleiner als das in Kap. 4.3.3 bestimmte magnetische Moment von $(9,2 \pm 0,6) \cdot 10^{-19} \text{ Am}^2$ bzw. das auf $(8,8 \pm 0,6) \cdot 10^{-19} \text{ Am}^2$ unter Berücksichtigung des Vorfaktors $\ln\left(\frac{\tau_{0, \text{down}}}{\tau_{0, \text{up}}}\right)$ korrigierte. Zusätzlich ist die Anisotropieenergie um 16,8 % (IHD) bzw. 24,2 % (VLD) größer

4.3 Telegraphenrauschen des Nanodots bei verschiedenen Temperaturen

	m (10^{-19} Am ²)	KV (10^{-19} J)	h
IHD	$5,24 \pm 0,20$	$1,24 \pm 0,02$	$0,30 \pm 0,01$
VLD	$5,18 \pm 0,20$	$1,32 \pm 0,02$	$0,27 \pm 0,01$
(Kap. 4.3.3)	$9,2 \pm 0,6$	$1,06 \pm 0,04$	$0,61 \pm 0,05$
(Kap. 4.3.4)	$8,8 \pm 0,6$	$1,05 \pm 0,04$	$0,59 \pm 0,04$

Tab. 4.3: Aufgeführt sind die Werte für das magnetische Moment m und die Anisotropieenergie KV aus den Anpassungen in Abb. 4.16 für IHD und VLD. Außerdem ist das reduzierte Feld h für das Magnetfeld $\mu_0 H = 0,14$ T angegeben. Zusätzlich sind die Werte für m , KV und h , wie sie in Kap. 4.3.3 bzw. in Kap. 4.3.4 bestimmt werden, aufgelistet.

als die in Kap. 4.3.3 bestimmte Anisotropieenergie von $KV = (1,06 \pm 0,04) \cdot 10^{-19}$ J. Das reduzierte Feld h ist für die Werte aus Kap. 4.3.3 mehr als doppelt so groß wie für die Anpassungen für IHD und VLD. Auf den Einfluss dieser Unterschiede wird später noch vertiefend eingegangen.

In Abb. 4.16b ist der Verlauf des natürlichen Logarithmus der Versuchsschaltzeiten τ_0 für die Anpassungen aus Abb. 4.16a für IHD und VLD für den Magnetfeldbereich von $-157,5$ mT bis $-132,5$ mT abgebildet. Als mittlere Versuchsschaltzeiten des Magnetfeldbereichs ergeben sich $\tau_{0,\text{IHD}} = 5,36 \cdot 10^{-11}$ s bzw. $\tau_{0,\text{VLD}} = 1,46 \cdot 10^{-12}$ s, die im von der Literatur angegebenen Bereich liegen. Deren Verläufe können über lineare Anpassungen beschrieben werden, wodurch eine Abschätzung des Einflusses einer magnetfeldabhängigen Versuchsschaltzeit τ_0 möglich ist. Die Steigungen betragen $a_{\text{IHD}} = -2,26 \text{ T}^{-1}$ bzw. $a_{\text{VLD}} = -4,86 \text{ T}^{-1}$, wodurch sie nahezu innerhalb des Fehlers der linearen Anpassungen an die Schaltzeiten τ (siehe Tab. 4.2) liegen. Die Ungenauigkeiten der linearen Anpassungen werden bei der Bestimmung des magnetischen Momentes berücksichtigt und haben dort keinen großen Einfluss (siehe Abb. 4.12b (---)). Daher kann eine Magnetfeldabhängigkeit der Versuchsschaltzeit nach Gl. 2.42 bzw. Gl. 2.46 nicht die um mehrere Größenordnungen zu groß gefundenen Versuchsschaltzeiten in Abb. 4.13b erklären.

Aus den Anpassungen für IHD und VLD ergeben sich deutlich andere Werte für das magnetische Moment und die Anisotropieenergie als in Kap. 4.3.3 (siehe Tab. 4.3). Für die Temperaturabhängigkeit von m und KV werden die Gleichungen 2.42 für IHD und 2.46 für VLD an die Messungen bei verschiedenen Temperaturen angepasst. In Abbildung 4.17a ist das magnetische Moment gegen die Temperatur für IHD (●) und für VLD (●) aufgetragen. Zu sehen ist, dass das magnetische Moment mit steigender Temperatur sowohl für IHD als auch für VLD abnimmt. Die Abnahme beträgt 17,1 % (IHD) bzw. 18,0 % (VLD) in dem Temperaturintervall von 100 K bis 220 K. Diese starke Abnahme des magnetischen Momentes müsste zu einer deutlich sichtbaren Abnahme des Hall-Signals in Abb. 4.6 führen, da das Hall-Signal proportional zur Sättigungsmagnetisierung ist. Eine solche Abnahme ist im Hall-Signal nicht zu beobachten. Für die Anisotropieenergie ergeben sich aus den Anpassungen die Werte in Abb. 4.17b. Hier ist für beide Fälle ein leichter Anstieg der Anisotropieenergie zu beobachten.

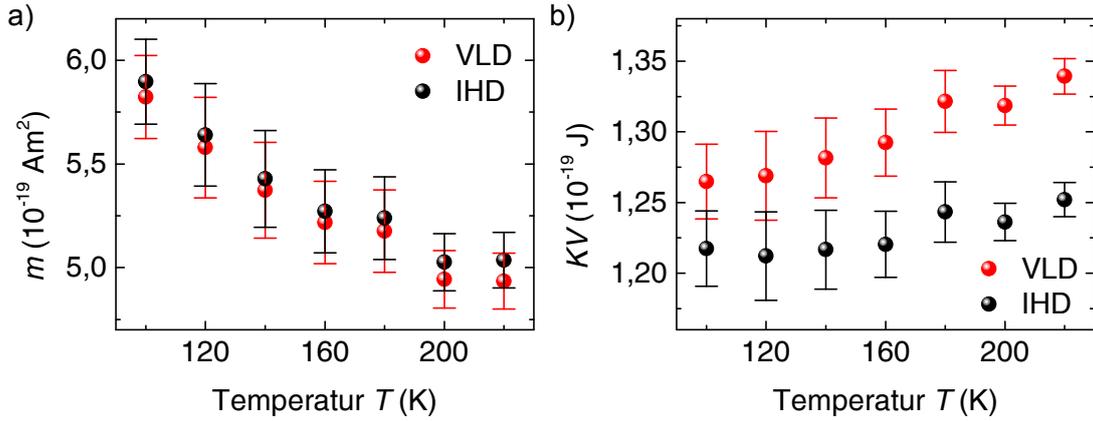


Abb. 4.17: Aufgetragen sind das magnetische Moment m in a) und die Anisotropieenergie KV in b) gegen die Temperatur T . Die Werte ergeben sich aus Anpassungen der Gleichungen Gl. 2.42 für IHD (●) und Gl. 2.46 für VLD (●) an die Messungen bei verschiedenen Temperaturen.

Da ein starker Abfall des magnetischen Momentes im Widerspruch zu den Hall-Signalen in Kap. 4.2 steht, stellt sich die Frage, ob die Messung bei konstantem Magnetfeld und Variation des Winkels bei 180 K (siehe Kap. 4.3.1) durch die Gleichung für IHD beschrieben werden kann. Hierfür sind in Abbildung 4.18a die Schaltzeiten τ_{up} (●) und τ_{down} (●) gegen den Winkel ϕ , wie sie in Kap. 4.3.1 gemessen werden, aufgetragen. Zum einen sind nach dem Néel-Arrhenius Gesetz mit den Parametern $m = (9,2 \pm 0,6) \cdot 10^{-19} \text{ Am}^2$, $KV = (1,06 \pm 0,04) \cdot 10^{-19} \text{ J}$ und $\tau_0 = (5,30 \pm 0,19) \cdot 10^{-3} \text{ s}$ berechnete Schaltzeiten (—, —) eingezeichnet, die innerhalb der Fehler mit dem gemessenen Schaltzeiten übereinstimmen. Zum anderen sind Schaltzeiten für die beiden Zustände „up“ und „down“ nach Gl. 2.31 bzw. Gl. 2.32 für den IHD-Fall (—, —) mit den Parametern aus der Anpassung in Abb. 4.16 eingezeichnet. Diese Schaltzeiten liegen nicht innerhalb der Fehler der gemessenen Schaltzeiten, was zur Folge hat, dass die Formeln für den IHD-Fall nicht gleichzeitig beide Messungen beschreiben können. Dies wird anhand von Abbildung 4.18b noch verdeutlicht, in der der natürliche Logarithmus des Quotienten der Schaltzeiten τ_{up} und τ_{down} aus Abb. 4.18a gegen den Winkel ϕ aufgetragen ist. Es zeigt sich, dass die Messdaten durch die Berechnung nach dem Néel-Arrhenius Gesetz (—) gut wiedergegeben werden, während für den IHD-Fall (—) eine deutliche Abweichung zu sehen ist.

Das von Kalmykov et al. [73] benutzte Modell basiert auf einem uniaxialen Potential. Innerhalb dieses Modells ist es nicht möglich bei einer konstanten Temperatur gleichzeitig die Messung für variierendes Magnetfeld bei festem Winkel und für ein konstantes Magnetfeld bei variierendem Winkel zu beschreiben. Vernachlässigt man in erster Näherung die Versuchsschaltzeit τ_0 , so lassen sich beide Messungen beschreiben. Die resultierende Versuchsschaltzeit τ_0 ist mit $5,3 \cdot 10^{-3} \text{ s}$ um mehrere Größenordnungen außerhalb des von der Literatur vorhergesagten Bereichs von

4.3 Telegraphenrauschen des Nanodots bei verschiedenen Temperaturen

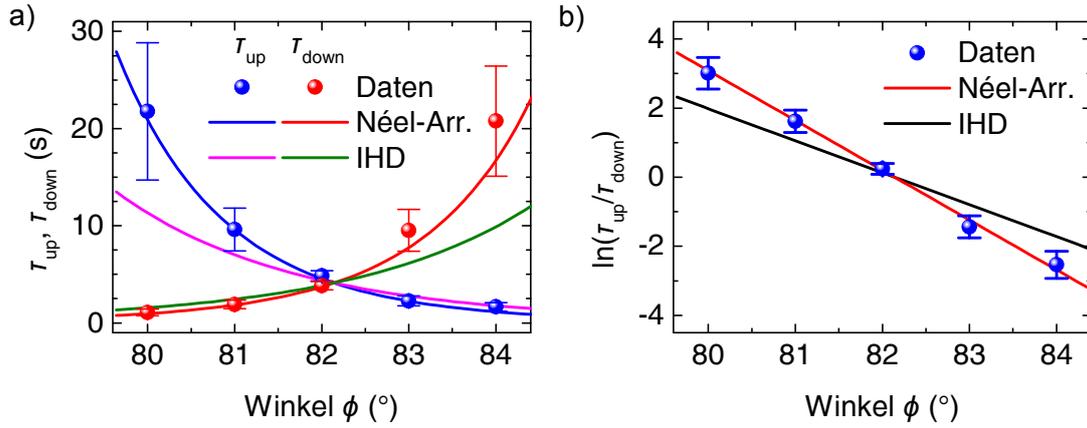


Abb. 4.18: a) Aufgetragen sind die Schaltzeiten τ_{up} (•) und τ_{down} (•) gegen den Winkel ϕ , wie sie in Kap. 4.3.1 gemessen werden. Zusätzlich sind zwei Berechnungen der Schaltzeiten eingezeichnet. Zum einen nach dem Néel-Arrhenius Gesetz (—, —) mit den in Kap. 4.3.3 bestimmten Werten für $m = (9,2 \pm 0,6) \cdot 10^{-19} \text{ Am}^2$, $KV = (1,06 \pm 0,04) \cdot 10^{-19} \text{ J}$ und $\tau_0 = (5,30 \pm 0,19) \cdot 10^{-3} \text{ s}$, welche innerhalb der Fehler mit den Messwerten übereinstimmen. Zum anderen nach Gl. 2.31 für den IHD-Fall (—, —), wobei die Werte für $m_{\text{IHD}} = (5,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-19} \text{ Am}^2$ und $KV_{\text{IHD}} = (1,24 \pm 0,02) \cdot 10^{-19} \text{ J}$ aus der Anpassung in Abbildung 4.16 stammen. b) Aufgetragen ist der natürliche Logarithmus des Quotienten der Schaltzeiten τ_{up} und τ_{down} aus a) gegen den Winkel ϕ . Zu sehen ist, dass die Messdaten durch die Berechnung nach dem Néel-Arrhenius Gesetz (—) gut wiedergegeben werden, während für den IHD-Fall (—) eine deutliche Abweichung zu sehen ist.

10^{-9} s bis 10^{-13} s [69, 74, 105].

In diesem Kapitel wurde gezeigt, dass der Einfluss der Magnetfeldabhängigkeit von τ_0 auf die Messungen nicht zu vernachlässigen ist, aber nicht zu den großen Abweichungen führt. Daher wird im Folgenden Kapitel die Auswirkungen einer erweiterten Anisotropie und die Bedeutung der Anisotropieenergie in einem Nanodot untersucht.

4.3.5 Numerische Berechnung zur Energiebarriere

Im vorherigen Kapitel wird der Einfluss einer Magnetfeldabhängigkeit der Versuchsschaltzeit τ_0 auf die Messungen betrachtet. In diesem Kapitel soll nun die Energiebarriere KV in einem Nanodot untersucht werden. Durch die Beziehung $V = m/M_S$ kann aus KV die Anisotropiekonstante K bestimmt werden. Für ein uniaxiales System gibt das gefundene K die effektive Anisotropiekonstante des Systems an, wobei die Energiebarriere KV die Differenz der Energie in leichter Richtung und harter Ebene ist. In einem System, bei dem die Kristallanisotropie zur Formanisotropie verkippt ist, beschreibt KV lediglich die Energiebarriere zwischen der leichten Achse und der Richtung des zur Messung angelegten Magnetfeldes in der harten Ebene. Im Folgenden wird dies als \widetilde{KV} bezeichnet. Um diesen

Zusammenhang zu verdeutlichen, werden allgemeine numerische Berechnungen durchgeführt.

Aufstellung der Energiegleichung

Es wird ein Nanodot mit einem Radius $r = 15 \text{ nm}$ und einer Kobaltschichtdicke von $h = 0,8 \text{ nm}$ angenommen. Das Volumen V beträgt damit $565,49 \text{ nm}^3$ und das magnetische Moment $m = 8,143 \cdot 10^{-19} \text{ Am}^2$ mit $M_S = 1,44 \cdot 10^6 \text{ A/m}$ [94]. Für die numerische Berechnung muss eine Energiegleichung mit den verschiedenen Anisotropiebeiträgen aufgestellt werden. Ein Beitrag liefert die Zeeman-Energie E_{Zeeman} nach Gleichung 2.5, die sich in Kugelkoordinaten aufstellen lässt als:

$$E_{\text{Zeeman}} = -m \cdot \mu_0 H \begin{pmatrix} \sin(\theta_m) \cos(\phi_m) \\ \sin(\theta_m) \sin(\phi_m) \\ \cos(\theta_m) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \sin(\theta_B) \cos(\phi_B) \\ \sin(\theta_B) \sin(\phi_B) \\ \cos(\theta_B) \end{pmatrix} \quad (4.13)$$

Hierbei sind θ_m und ϕ_m die Winkel des magnetischen Momentes und θ_B und ϕ_B die Winkel des Magnetfeldes in Kugelkoordinaten. Ein weiteren Beitrag liefert die nach Gl. 2.12 korrigierte Formanisotropie E_{Form} des Nanodots, die weiterhin eine uniaxiale Form besitzen soll.

$$E_{\text{Form}} = - \underbrace{K_{\text{zyl}}}_{\frac{\mu_0}{2} \cdot M_S^2 \cdot \Delta N} \cdot V \cdot (\sin \theta_m)^2 \quad (4.14)$$

Hierbei wird $\Delta N = 0,8851$ nach Gl. 2.12 für die Abmessungen des zylindrischen Nanodots bestimmt, wodurch $K_{\text{zyl}} = 1,1532 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3$ ist. Auf Grund des Aspektverhältnisses von $h \ll r$ gibt es immer noch eine harte Achse parallel zur z -Achse und eine leichte Ebene parallel zur xy -Ebene. Dies gilt auch, wenn die Kristallite nach Winkler et al. [125] verkippt sind, da sich an der übergeordneten Form eines flachen Zylinders nichts ändert.

Den dritten Beitrag liefert die Kristallanisotropie, deren Achse zur Formanisotropie verkippt sein soll. Zur Vereinfachung wird, wie in Kap. 2.2.2, die Verkipfung der Kristallachse in die xz -Ebene gelegt, wodurch $\phi_0 = 0^\circ$ gilt und sich für die Energie folgende Gleichung ergibt.

$$E_{\text{Kristall}} = K_a \cdot V \left(1 - (\cos \theta_m \cdot \cos \theta_0 + \cos \phi_m \cdot \sin \theta_m \cdot \sin \theta_0)^2 \right) \quad (4.15)$$

Es wird angenommen, dass sowohl die Volumenanisotropie als auch die Grenzflächenanisotropie um den Winkel θ_0 verkippt sind, weshalb sich für K_a folgender Ausdruck ergibt.

$$K_a = K_{1,V} + \frac{2 \cdot K_S}{h} \quad (4.16)$$

Die Werte für die Volumen- und die Grenzflächenanisotropie für die in dieser Arbeit verwendeten Pt/Co/Pt-Filmsysteme ($K_{1,V} = (0,24 \pm 0,02) \text{ MJ/m}^3$ bzw.

4.3 Telegraphenrauschen des Nanodots bei verschiedenen Temperaturen

$K_S = (0,52 \pm 0,02) \text{ mJ/m}^2$) sind der Veröffentlichung von Winkler et al. [125] entnommen, wodurch sich mit der Kobaltschichtdicke $h = 0,8 \text{ nm}$ für $K_a = 1,54 \cdot 10^6 \text{ J/m}^3$ ergibt.

Neben der Verkipfung von $K_{1,V}$ und K_S um θ_0 bezogen auf die z -Achse ist ebenfalls denkbar, dass K_S parallel zur z -Achse bleibt und nur $K_{1,V}$ um θ_0 verkippt wird. Beide Fälle werden von P. Staeck [67] untersucht. Bei dünnen Schichten ist dieses Modell fragwürdig, da eventuell keine richtigen Gitter/Volumen ausgebildet sind.

Die Gesamtenergie E_{ges} ist die Summe der Energiebeiträge E_{Kristall} , E_{Form} und E_{Zeeman} und wird durch Gl. 4.17 beschrieben.

$$E_{\text{ges}}(\theta_m, \phi_m) = K_a \cdot V \cdot \left(1 - (\cos \theta_m \cdot \cos \theta_0 + \cos \phi_m \cdot \sin \theta_m \cdot \sin \theta_0)^2\right) \dots \\ \dots - K_{\text{zyl}} \cdot V \cdot (\sin \theta_m)^2 - \vec{m} \cdot \mu_0 \vec{H} \quad (4.17)$$

Für die Berechnung wird eine Verkipfung von $\theta_0 = 2^\circ$ angenommen.

Bestimmung der harten Ebene

Zuerst wird die Verkipfung der leichten Achse bestimmt, um die Lage der harten Ebene zu kennen, da das Magnetfeld innerhalb der harten Ebene angelegt werden soll. Hierfür wird das Minimum der Gl. 4.17 für $\mu_0 H = 0 \text{ T}$ bestimmt, welches bei $\phi_{\text{e.a.}} = 0^\circ$ und $\theta_{\text{e.a.}} = 7,83^\circ$ liegt und eine Energie von $E_{\text{e.a.}} = -3,118 \cdot 10^{-21} \text{ J}$ hat. Die leichte Achse ist der Normalenvektor der harten Ebene. Für eine nicht verkippte Struktur ist die leichte Achse die z -Achse und die xy -Ebene die harte Ebene. Da die leichte Achse der verkippten Struktur um $\theta_{\text{e.a.}}$ in der xz -Ebene verkippt ist, was einer Drehung um die y -Achse entspricht, erhält man die harte Ebene der verkippten Struktur durch eine Drehung der xy -Ebene um die y -Achse mit der Drehmatrix D_y .

$$D_y = \begin{pmatrix} \cos(\theta_{\text{e.a.}}) & 0 & \sin(\theta_{\text{e.a.}}) \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin(\theta_{\text{e.a.}}) & 0 & \cos(\theta_{\text{e.a.}}) \end{pmatrix} \quad (4.18)$$

Die xy -Ebene wird in Kugelkoordinaten durch die Winkel $\theta_{xy} = 90^\circ$ und ϕ_{xy} von 0° bis 360° beschrieben. Für das Magnetfeld wird ein Winkelpaar (θ_{xy}, ϕ_{xy}) aus der xy -Ebene gewählt und anschließend durch die Drehmatrix D_y in die verkippte harte Ebene transformiert, um das Winkelpaar (θ_B, ϕ_B) für die Richtung des Magnetfeldes zu bekommen. Im Folgenden wird der Winkel ϕ des Magnetfeldes bezogen auf die xy -Ebene angegeben und nicht der transformierte Winkel ϕ_B .

Berechnung von \widetilde{KV} in Abhängigkeit von ϕ

Für die Berechnungen wird das Magnetfeld von $0,19 \text{ T}$ bis $0,21 \text{ T}$ in 1 mT Schritten variiert und unter dem Winkelpaar (θ_B, ϕ_B) der harten Ebene angelegt. Zu jedem Magnetfeldschritt wird die Orientierung der Magnetisierung $(\theta_{m,\text{min}}, \phi_{m,\text{min}})$

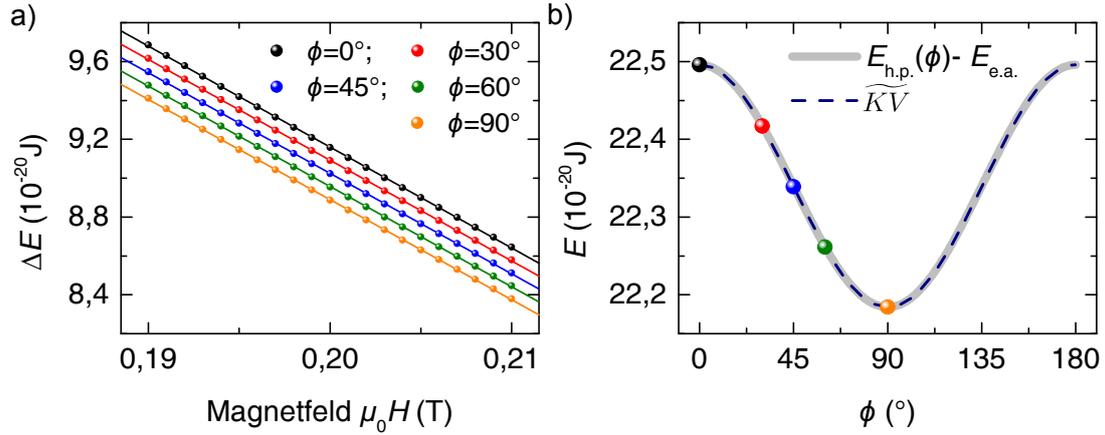


Abb. 4.19: a) Beispielhaft sind die berechneten Energiedifferenzen ΔE zwischen der Energie in Richtung des angelegten Magnetfeldes (0,19 T bis 0,21 T) und dem Energieminimum E_{\min} für verschiedene Winkel $\phi = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ und 90° des Magnetfeldes aufgetragen. Die Linien sind lineare Anpassungen an die berechneten Datenpunkte, deren Steigungen im Anhang in Tabelle 6.1 angegeben sind. b) Die farbigen Punkte sind die nach Gl. 4.10 mit den Steigungen der in a) gezeigten Geraden berechneten Werte von \widetilde{KV} zu den Winkeln $\phi = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ und 90° . Für den Verlauf von \widetilde{KV} (---) werden die Energiedifferenzen ΔE für die Winkel $\phi \in \{0^\circ, 1^\circ, 2^\circ, \dots, 180^\circ\}$ berechnet und durch eine lineare Anpassung beschrieben. Mit den Steigungen der linearen Anpassung wird dann \widetilde{KV} nach Gl. 4.10 berechnet. Die Energiedifferenz $E_{h.p.}(\phi) - E_{e.a.}$ (—) zwischen der Energie in leichter Richtung und harter Ebene in Abhängigkeit vom Winkel ϕ wird ebenfalls in 1° Schritten berechnet. Zu sehen ist, dass der Verlauf von \widetilde{KV} dem Verlauf der Energiedifferenz $E_{h.p.}(\phi) - E_{e.a.}$ entspricht.

berechnet, für die $E_{\text{ges.}}$ minimal ist. Dadurch ergibt sich das Energieminimum $E_{\min} = E_{\text{ges.}}(\theta_{m,\min}, \phi_{m,\min})$. Zusätzlich wird die Energie in Richtung des Magnetfeldes E_B berechnet, indem die Magnetisierung in Richtung des Magnetfeldes steht $E_B = E_{\text{ges.}}(\theta_B, \phi_B)$. Die Energie E_B wird berechnet, da dies für ein ausreichend großes Magnetfeld mit dem Energieminimum die kleinste Energiebarriere $\Delta E = E_B - E_{\min}$ in dem System angibt. Dies bedeutet, dass der wahrscheinlichste Weg der Magnetisierungskehr über die kleinste Energiebarriere vorgegeben ist.

In Abbildung 4.19a sind die berechneten Energiebarrieren ΔE für die einzelnen Magnetfeldschritte gegen das Magnetfeld $\mu_0 H$ für verschiedene Winkel ϕ ($0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ und 90°) des Magnetfeldes aufgetragen. Die Linien stellen eine lineare Anpassung an die berechneten Werte dar, deren Steigungen im Anhang in Tab. 6.1 angegeben sind. Aus den Steigungen kann, wie bei den Messungen nach Gl. 4.10, \widetilde{KV} bestimmt werden. Hierbei entsprechen die Steigungen den Ausdruck $k_B T a$ und das Magnetfeld $\mu_0 H = 0,2 \text{ T}$ wird als Entwicklungspunkt angenommen, da dies der mittlere Wert des Magnetfeldbereichs ist. Die sich ergebenden Werte für \widetilde{KV} sind ebenfalls im Anhang in Tab. 6.1 aufgeführt. Für den Verlauf von \widetilde{KV} (---) in Abbildung 4.19b werden die Berechnungen für $\phi \in \{0^\circ, 1^\circ, 2^\circ, \dots, 180^\circ\}$ durchgeführt. Zu sehen ist, dass die Energie \widetilde{KV} vom Winkel ϕ abhängig ist

4.3 Telegraphenrauschen des Nanodots bei verschiedenen Temperaturen

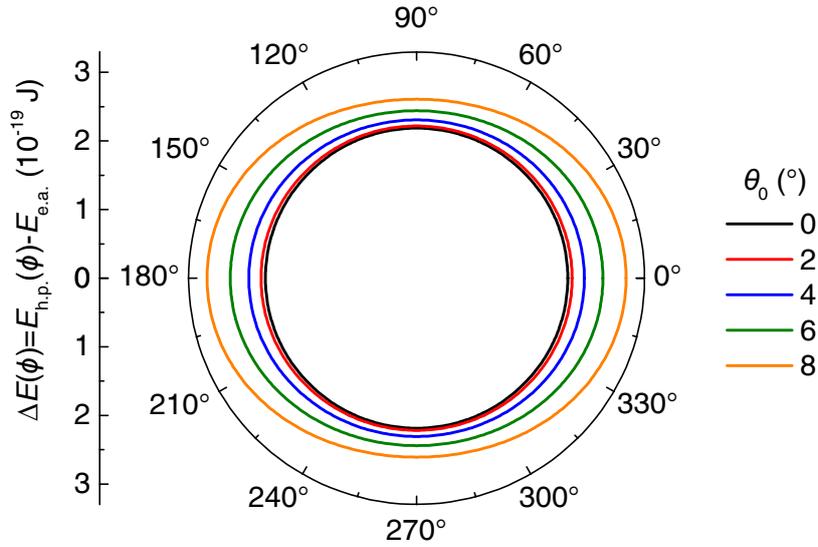


Abb. 4.20: Aufgetragen ist die Energiebarriere ΔE in Abhängigkeit vom Winkel ϕ für verschiedene Kippwinkel θ_0 der Kristallachse. Zu sehen ist, dass die Energiebarriere für keine Verkippung in alle Richtungen gleich ist (kreisförmig). Mit steigendem Winkel θ_0 steigt die Energiebarriere in alle Richtungen an, wobei sie eine ovale Form annimmt, deren Maximum in der Verkippungsebene ($\phi = 0^\circ, 180^\circ$) und ihr Minimum senkrecht dazu ($\phi = 90^\circ, 270^\circ$) liegen. Die Verzerrung nimmt mit steigendem Winkel zu. In Tabelle 4.4 sind die Winkel der leichten Achse $\theta_{e.a.}$, wie sie sich für die verschiedenen Verkippungswinkel θ_0 ergeben, aufgeführt.

und ihr Maximum bei 0° bzw. 180° und ihr Minimum bei 90° besitzt. Zusätzlich sind farbige die Werte von \widetilde{KV} zu den in Abbildung 4.19a dargestellten Geraden der Winkel $\phi = 0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$ und 90° eingezeichnet. Außerdem wird die Energiedifferenz $E_{h.p.}(\phi) - E_{e.a.}$ zwischen der Energie in der harten Ebene und in leichter Richtung in Abhängigkeit vom Winkel ϕ in 1° Schritten ohne Magnetfeld berechnet. Der Verlauf von $E_{h.p.}(\phi) - E_{e.a.}$ (—) ist in Abhängigkeit vom Winkel ϕ in Abbildung 4.19b dargestellt. Zu sehen ist, dass der Verlauf von \widetilde{KV} dem Verlauf der Energiedifferenz $E_{h.p.}(\phi) - E_{e.a.}$ entspricht. Daher gibt das in den Messungen bestimmte \widetilde{KV} lediglich die Energiebarriere in der Messebene an und nicht über die Beziehung $V = m/M_S$ die Anisotropiekonstante K des Nanodots.

Einfluss des Verkippungswinkels θ_0 der Kristallanisotropie

Der Einfluss des Verkippungswinkels θ_0 der Kristallanisotropie auf die Energiebarriere ΔE ist in Abbildung 4.20 dargestellt. Zu sehen ist, dass die Energiebarriere für keine Verkippung ($\theta_0 = 0^\circ$) in alle Richtungen gleich ist (kreisförmig). Dies entspricht einer reinen uniaxialen Anisotropie. Für steigende Verkippungswinkel steigt die Energiebarriere in alle Richtungen an, wobei dies nicht gleichmäßig geschieht, wodurch der Verlauf der Energiebarriere in der harten Ebene oval förmig

θ_0 ($^\circ$)	$\theta_{\text{e.a.}}$ ($^\circ$)	$E_{\text{e.a.}}$ (10^{-20} J)
0	0	0
2	7,83	-0,312
4	14,98	-1,198
6	21,10	-2,542
8	26,19	-4,216

Tab. 4.4: Zu den Verkippungswinkeln θ_0 der Kristallachse sind die Winkel der leichten Achse $\theta_{\text{e.a.}}$ aufgeführt, wie sie sich als Minimum der Gl. 4.17 für $\mu_0 H = 0$ ergeben, wobei für alle Verkippungen $\phi_{\text{e.a.}} = 0^\circ$ ist. Zusätzlich ist die Energie $E_{\text{e.a.}}$ der leichten Achse angegeben.

wird. Die Verzerrung nimmt bei größer werdenden Verkippungswinkel zu. Dies entspricht einem Übergang von einer uniaxialen Anisotropie zu einer biaxialen Anisotropie. Diese Verzerrung der harten Ebene ist auch für die von P. Staeck [67] berechneten Schaltfeld-Astroiden mit Gl. 4.17 für die Gesamtenergie $E_{\text{ges.}}$ zu sehen. Außerdem zeigt P. Staeck, dass die Schaltfelder des Astroiden mit steigender Verkippung größer werden, was mit der hier gezeigten Erhöhung der Energiebarriere der harten Ebene im Einklang steht. Das Maximum der Energiebarriere liegt in der Verkippungsebene der Kristallanisotropie bei ($\phi = 0^\circ, 180^\circ$), während die Minima senkrecht zur Verkippungsebene bei $\phi = 90^\circ$ und 270°) auftreten. In Tabelle 4.4 sind die Winkel der leichten Achse $\theta_{\text{e.a.}}$, wie sie sich für die verschiedenen Verkippungswinkel θ_0 ergeben, aufgeführt, wobei für alle Verkippungen $\phi_{\text{e.a.}} = 0^\circ$ ist. Die Winkel der leichten Achsen zeigen, dass diese deutlich stärker verkippert sind als die Kristallachse. P. Staeck [67] zeigt, dass die leichte Achse ein lokales Maximum der Schaltfelder (Spitze des Astroiden) ist. Außerdem sind die Energien der leichten Achse aufgeführt, an denen zu erkennen ist, dass die leichte Achse zu größer werdenden Verkippungswinkeln energetisch günstiger wird.

Berechnung des magnetischen Momentes in Abhängigkeit von θ_0

Für die Bestimmung des magnetischen Momentes m aus den beiden unabhängigen Messungen (siehe Kap. 4.3.3) wird ein uniaxiales Potential zugrunde gelegt. Auf Grund des steigenden Verkippungswinkels θ_0 steigt die Abweichung von einem uniaxialen Potential (siehe Abb. 4.20). Die Auswirkungen dieser Veränderung des Potentials auf die Bestimmungsmethode von m mit einem uniaxialen Potential sollen im Folgenden abgeschätzt werden, da der gemessene 2D-Schaltfeld-Astroid (Abb. 4.4a) des Nanodots ein vom uniaxialen abweichendes Potential vermuten lässt.

Für $\theta_0 = 2^\circ$ werden die Steigungen c bei Variation des Winkels θ_B des konstanten Magnetfeldes ($\mu_0 H = 0,2 \text{ T}$) um die harte Ebene in Abhängigkeit von $\phi \in [0^\circ, 1^\circ, \dots, 180^\circ]$ bestimmt, was der Messung in Abbildung 4.8 entspricht. Analog zum Experiment ist in Abbildung 4.21 die Energiedifferenz $\Delta E_{\text{min}} = E_{\text{min},2} - E_{\text{min},1}$

4.3 Telegraphenrauschen des Nanodots bei verschiedenen Temperaturen

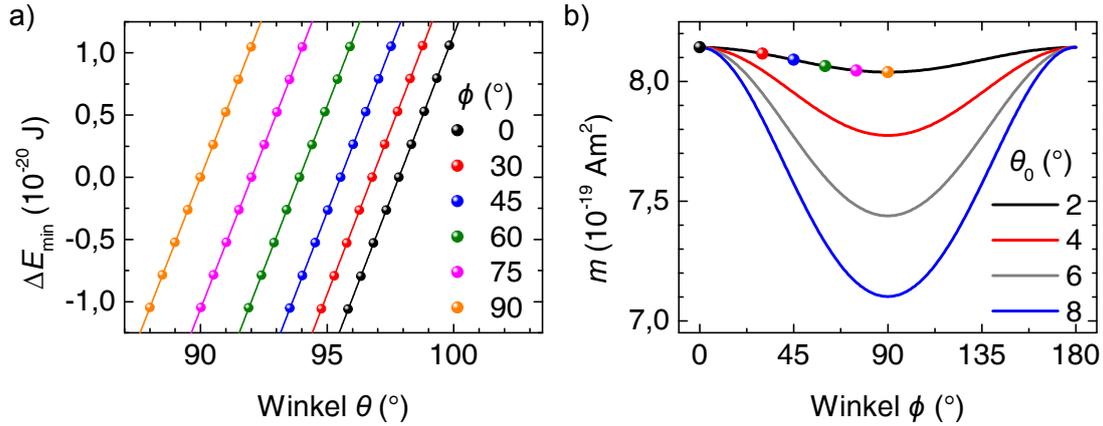


Abb. 4.21: a) Aufgetragen ist die Energiedifferenz ΔE_{\min} zwischen den beiden Energieminima ($E_{\min,1}$ und $E_{\min,2}$) für ein Magnetfeld von 0,2 T angelegt unter den Winkeln ϕ und θ gegen den Winkel θ für eine Verkipfung der Kristallanisotropie von $\theta_0 = 2^\circ$. Bei $\Delta E_{\min} = 0$ J liegt das Magnetfeld in der harten Ebene an. Die Linien sind lineare Anpassungen an die berechneten Werte, deren Steigungen im Anhang in Tab. 6.2 aufgeführt sind. b) Zu sehen sind die berechneten magnetischen Momente $m(\phi)$ (•, •, •, •, •, •) zu den Steigungen aus a) gegen den Winkel ϕ . Zusätzlich sind die Verläufe von m für verschiedene Verkipfungswinkel θ_0 der Kristallanisotropie zu sehen.

gegen den Winkel θ_B beispielhaft für einige Winkel ϕ_B (0° , 30° , 45° , 60° , 75° und 90°) aufgetragen. Die Energieminima $E_{\min,1}$ und $E_{\min,2}$ werden in Abhängigkeit von den Winkeln ϕ_B und θ_B des Magnetfeldes berechnet. Die Variation von θ_B beträgt $\pm 2^\circ$ in $0,5^\circ$ Schritten um den jeweiligen Winkel $\theta_{h.p.}(\phi)$ der harten Ebene. Die Steigungen $c(\phi)$ ergeben sich aus linearen Anpassungen an die berechneten Werte und sind zusammen mit den Winkeln $\theta_{h.p.}(\phi)$ in Tabelle 6.2 aufgeführt. Diese Berechnung entspricht der Messung in Abb. 4.8.

Anschließend wird das magnetische Moment gesucht, dass für ein uniaxiales Potential ($\theta_0 = 0^\circ$) bei Variation des Magnetfeldwinkels um die harte Ebene die gleiche Steigung $c_{u.a.} = \frac{\partial(\Delta E_{\min})}{\partial\theta}$ erzeugt. Diese Berechnung wird in Kap. 4.3.3 ebenfalls gemacht, um das magnetische Moment des Nanodots zu bestimmen. Gl. 4.11 wird benutzt, wobei die Steigungen $a(\phi)$ für variierendes Magnetfeld in der harten Ebene für verschiedene Winkel ϕ nötig sind, deren Bestimmung in Abb. 4.19a zu sehen ist. Für jede Steigung $a(\phi)$ wird analog zu Abb. 4.12a für verschiedene magnetische Momente ($m = (3 \text{ bis } 10) \cdot 10^{-19}$ Am²) der Verlauf der Energiedifferenz ΔE_{\min} der Energieminima für die Winkel (88° , 89° , 90° , 91° und 92°) des konstanten Magnetfeldes um die harte Achse mit Gl. 4.11 berechnet. Die Steigung $c_{u.a.}(\phi, m)$ bestimmt sich durch lineare Anpassung an die Auftragung von ΔE_{\min} gegen θ . Dadurch ergibt sich zu jedem ϕ ein Verlauf der Steigung $c_{u.a.}(m)$ in Abhängigkeit vom magnetischen Moment. Durch den Verlauf lässt sich das magnetische Moment bestimmen, bei dem $c(\phi) = c_{u.a.}(\phi, m)$ ist.

Zu den Steigungen $c(\phi)$ aus Abb. 4.21a sind die magnetischen Momente $m(\phi)$

(•, •, •, •, •, •) in Abbildung 4.21b gegen ϕ aufgetragen, wie sie sich aus den Berechnungen ergeben. Der vollständige Verlauf von $m(\phi)$ (—) für den Verkippungswinkel $\theta_0 = 2^\circ$ ergibt sich durch Berechnung von m in $\delta\phi = 1^\circ$ Schritten. Außerdem sind die Verläufe von $m(\phi)$ für verschiedene Verkippungswinkel θ_0 (4° (—), 6° (—), 8° (—)) aufgetragen. Zu sehen ist, dass die Bestimmungsmethode von m abhängig vom Betrachtungswinkel ϕ und dem Verkippungswinkel θ_0 ist. Die Methode liefert in der Verkippungsachse ($\phi = 0^\circ$ bzw. 180°) für alle Verkippungen das richtige magnetische Moment von $8,143 \cdot 10^{-19} \text{ Am}^2$. Für alle anderen Winkel liefert die Methode zu kleine magnetische Momente, wobei die größte Abweichung senkrecht zur Verkippung ($\phi = 90^\circ$) berechnet wird. Für $\theta_0 = 2^\circ$ beträgt das kleinste magnetische Moment $m(\phi = 90^\circ) = 8,039 \cdot 10^{-19} \text{ Am}^2$, was einer Abweichung von 1,28 % entspricht. Mit steigendem Verkippungswinkel nimmt die Abweichung deutlich zu, so dass sie bei $\theta_0 = 4^\circ$ 4,52 %, bei $\theta_0 = 6^\circ$ 8,65 % und bei $\theta_0 = 8^\circ$ 12,79 % betragen.

Für kleine Abweichungen des Potentials von einem uniaxialen Potential, kann der Fehler der Bestimmungsmethode von m nahezu vernachlässigt werden. Bei biaxialen Potentials kann das magnetische Moment in der langen Achse mit der Methode genau bestimmt werden, während die Abweichungen von dem Betrachtungswinkel abhängt.

Einfluss der Sättigungsmagnetisierung

Der Einfluss der Temperaturabhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung M_S , wie sie in Abbildung 4.7 gezeigt ist, soll im Folgenden abgeschätzt werden. Die Abb. 4.7 zeigt, dass die Sättigungsmagnetisierung mit steigender Temperatur abnimmt. Wie in Kap. 4.2 beschrieben, ist die Abnahme stärker, wenn eine reduzierte Curie-Temperatur auf Grund der dünnen Kobaltschichtdicke angenommen wird.

In Abb. 4.22a ist die Energiebarriere ΔE gegen die Temperatur T aufgetragen für drei verschiedene Curie-Temperaturen T_C (1385 K, 1200 K, 1000 K) bei einer Verkippung der Kristallanisotropie von $\theta_0 = 2^\circ$. Betrachtet wird der Verlauf der Energiebarriere in Richtung der Verkippung ($\phi = 0^\circ$). Zu sehen ist, dass die Energiebarriere stark mit der Temperatur ansteigt. Dieser Effekt ist für kleinere Curie-Temperaturen stärker, da die Änderung der Sättigungsmagnetisierung stärker ist.

Durch den Abfall der Sättigungsmagnetisierung sinkt die Formanisotropie des Nanodots (Gl. 4.14), die eine Ausrichtung der Magnetisierung in der Ebene bevorzugt. Hierdurch wird die Kristallanisotropie (Gl. 4.15), die eine Magnetisierungsausrichtung in ihre Verkippungsachse bevorzugt, weniger stark kompensiert und die Energiebarriere steigt. Die Veränderung der Energiebarriere ist von Bedeutung, da in den Messungen Kap. 4.3.3 ein Abfall der Energiebarriere bei steigender Temperatur beobachtet wird. Ein Abfall der Sättigungsmagnetisierung bei steigender Temperatur kann damit den gemessenen Abfall der Energiebarriere nicht erklären.

4.3 Telegraphenrauschen des Nanodots bei verschiedenen Temperaturen

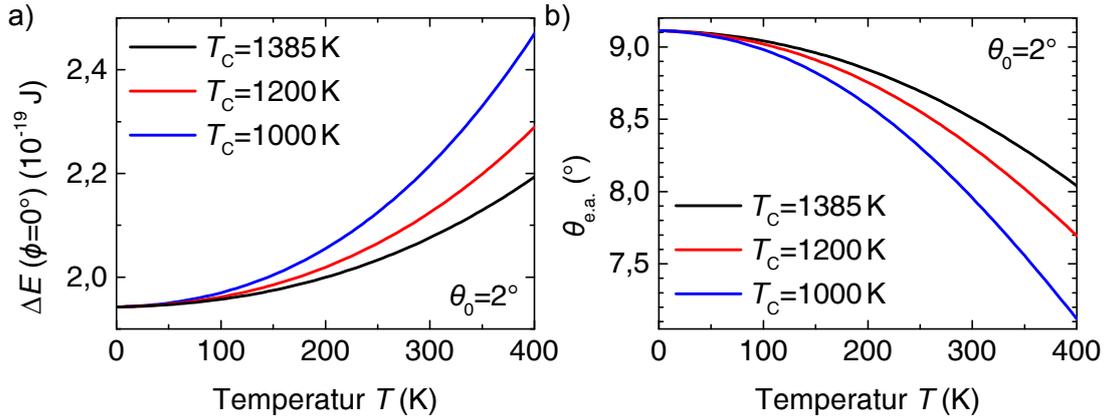


Abb. 4.22: Aufgetragen sind die Verläufe der Energiebarriere ΔE (a) und des Winkels $\theta_{e.a.}$ der leichten Achse b) gegen die Temperatur T auf Grund der Temperaturabhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung (Abb. 4.7) für verschiedene Curie-Temperaturen T_C bei einer Verkippung der Kristallanisotropie von $\theta_0 = 2^\circ$. Betrachtet wird der Verlauf der Energiebarriere in Richtung der Verkippung ($\phi = 0^\circ$).

Neben der Energiebarriere verändert sich der Winkel der leichten Achse $\theta_{e.a.}$ durch die Änderung von M_S , was in Abbildung 4.22b abgebildet ist. Die leichte Achse nähert sich der Achse der Kristallanisotropie an, da die Formanisotropie abnimmt. Durch die Messung mit einem konstanten Magnetfeld und Variation des Winkels um die harte Achse (Kap. 4.3.1) lässt sich die harte Achse mit hoher Genauigkeit bestimmen. Für 180 K ergibt sich ein Winkel $\theta_{h.a.}$ von $(82,14 \pm 0,04)^\circ$, während $\theta_{h.a.}$ bei 200 K $(82,53 \pm 0,10)^\circ$ beträgt. Damit steigt der Winkel der harten Achse um $(0,39 \pm 0,13)^\circ$ bei einer Temperaturänderung von 20 K an, was eine Abnahme von $\theta_{e.a.}$ bedeutet. Die genaue Abnahme von $\theta_{e.a.}$ kann nicht direkt aus der Änderung der harten Achse bestimmt werden, da die Ausrichtung der leichten Achse im dreidimensionalen nicht bekannt ist. Die Temperaturabhängigkeit von M_S kann die Winkeländerung der leichten Achse erklären.

Insgesamt kann die Abnahme der Sättigungsmagnetisierung auf Grund einer Temperaturänderung nicht gleichzeitig den Anstieg des Winkels der harten Achse und eine Abnahme der Energiebarriere erklären.

Einfluss der Kristallanisotropie

Neben der Sättigungsmagnetisierung kann auch die Kristallanisotropie temperaturabhängig sein. In früheren Arbeiten dieser Arbeitsgruppe [123, 158] ist gezeigt worden, dass die Anisotropie der Filmsysteme, die den Nanodots zugrunde liegen, eine Temperaturabhängigkeit besitzt, die von der Dicke der Kobaltschicht abhängig ist. Für einen 0,8 nm dicken Kobaltfilm wird ein linearer Anstieg der Anisotropie von $483 \text{ J}/(\text{K}\cdot\text{m}^3)$ im Temperaturfenster von 4,2 K bis 250 K gefunden. Für ein Filmsystem mit einer dickeren Kobaltschicht von 20 nm wird eine lineare

Abnahme der Anisotropie von $-273 \text{ J}/(\text{K}\cdot\text{m}^3)$ beobachtet [158].

Für die Betrachtung des Einflusses einer temperaturabhängigen Kristallanisotropie wird ein linearer Anstieg von $483 \text{ J}/(\text{K}\cdot\text{m}^3)$, wie es der $0,8 \text{ nm}$ dicke Kobaltfilm zeigt, angenommen. Hierdurch steigt die Kristallanisotropie um $\Delta K_a = 0,14 \cdot 10^6 \text{ J}/\text{m}^3$ von $K_a = 1,54 \cdot 10^6 \text{ J}/\text{m}^3$ auf $K_a = 1,68 \cdot 10^6 \text{ J}/\text{m}^3$ bei einer Temperaturänderung von 0 K auf 300 K . Dies entspricht einem Anstieg von $9,4 \%$. In Abb. 4.23a ist die Energiebarriere ΔE gegen die Temperatur T für verschiedene Verkippungen der Kristallanisotropie von $\theta_0 = 2^\circ$ und $\theta_0 = 4^\circ$ aufgetragen. Betrachtet wird der Verlauf in Richtung der Verkippung ($\phi = 0^\circ$). Die Energiebarriere steigt nahezu linear mit der Temperatur an, wobei die Steigungen für die verschiedenen Verkippungen ($a_{\theta_0=2^\circ} = 2,69 \cdot 10^{-22} \text{ J}/\text{K}$, $a_{\theta_0=4^\circ} = 2,58 \cdot 10^{-22} \text{ J}/\text{K}$) unterschiedlich sind. Der Anstieg der Energiebarriere beträgt $35,7 \%$ ($\theta_0 = 2^\circ$) bzw. $31,7 \%$ ($\theta_0 = 4^\circ$). Dies bedeutet, dass die Änderung der Energiebarriere nicht nur von der Temperaturabhängigkeit der Kristallanisotropie, sondern auch vom Verkippungswinkel abhängig ist.

Neben der Energiebarriere ändert sich der Winkel $\theta_{\text{e.a.}}$ der leichten Achse durch die Änderung der Kristallanisotropie, was in Abb. 4.23b für verschiedene Verkippungen der Kristallanisotropie von $\theta_0 = 2^\circ$ und $\theta_0 = 4^\circ$ abgebildet ist. Zu sehen ist, dass $\theta_{\text{e.a.}}$ für steigendes T sinkt, da die steigende Kristallanisotropie eine Ausrichtung der Magnetisierung in Richtung ihrer Verkippung (2° bzw. 4°) bevorzugt. Die Änderung der leichten Achse durch die temperaturabhängige Kristallanisotropie beträgt $24,6 \%$ ($\theta_0 = 2^\circ$) bzw. $22,3 \%$ ($\theta_0 = 4^\circ$).

In den Messungen ergibt sich eine Abnahme der Energiebarriere (Kap. 4.3.3) und der Winkel der leichten Achse (Kap. 4.3.1) nimmt bei steigender Temperatur ab. Dies lässt sich nicht beides gleichzeitig durch einen Anstieg oder Abfall der Kristallanisotropie erklären.

4.4 Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Kapitel der Arbeit wird ein zylindrischer Pt/Co/Pt-Nanodot mit einem Durchmesser von $(45 \pm 3) \text{ nm}$ und einer Dicke der magnetischen Schicht von $0,77 \text{ nm}$ auf einem Hall-Kreuz aus Platin mit Hilfe des anomalen Hall-Effektes untersucht. Der Nanodot und das Hall-Kreuz werden durch Lithographie- und Ätztechniken aus einem Pt/Co/Pt-Filmsystem mit einer senkrechten Anisotropie hergestellt.

Im ersten Abschnitt (Kap. 4.1) werden bei 80 K die Schaltfelder winkelabhängig untersucht. Die gemessene zweidimensionale Schaltfeldastroide zeigt deutliche Abweichungen von der SW-Astroide. Als eine mögliche Erklärung für die Abweichungen vom idealen Modell wird eine verkippte Magnetisierungsachse der Nanostrukturen gegeben, die das Resultat der Fehlorientierungen der Kristallite im Filmsystem ist [123]. Unter der Annahme einer verkippten Achse können durch die theoretischen Arbeiten von Thiavilles [150, 151] Schaltfeldastroide berechnet werden, die qualitativ ähnliche Abweichungen von der SW-Astroide besitzen, wie

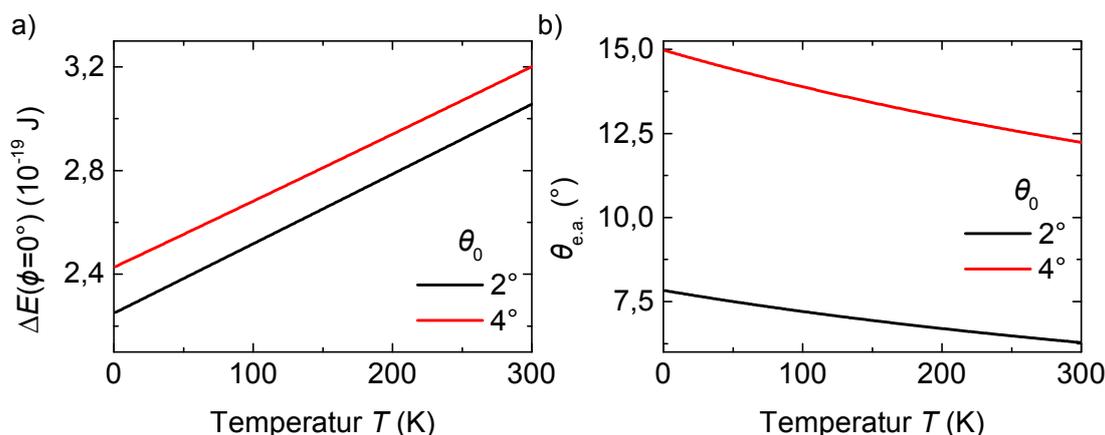


Abb. 4.23: Aufgetragen sind die Verläufe der Energiebarriere ΔE (a) und des Winkels $\theta_{e.a.}$ der leichten Achse b) gegen die Temperatur T auf Grund der Temperaturabhängigkeit der Kristallanisotropie für verschiedene Verkippungen der Kristallanisotropie von $\theta_0 = 2^\circ$ und $\theta_0 = 4^\circ$. Betrachtet wird der Verlauf der Energiebarriere in Richtung der Verkippung ($\phi = 0^\circ$).

die gemessene Astroide.

Im zweiten Abschnitt (Kap. 4.2) wird die Signalhöhe und das Schaltfeld des Nanodots in der möglichen leichten Achse der Magnetisierbarkeit temperaturabhängig von 2 K bis 180 K untersucht. Da das Hall-Signal des Nanodots proportional zu M_S ist, wird die Temperaturabhängigkeit von M_S (siehe Abb. 4.7) betrachtet. Es zeigt sich, dass M_S im untersuchten Temperaturbereich bei einer Curie-Temperatur von $T_C = 1385$ K [166] nur um 1,03 % abfällt, weshalb M_S und damit das magnetische Moment m in erster Näherung als konstant angesehen werden. Einen weiteren Einfluss auf den gemessenen Signalhub kann eine temperaturabhängige anomale Hall-Konstante haben. Für Kobalt wird in der Literatur [168, 169] ein Anstieg des AHE mit der Temperatur gemessen, weshalb für den Nanodot mit einem Anstieg des AHE-Signals mit der Temperatur zu rechnen ist. Innerhalb der Messauflösung ist keine Temperaturabhängigkeit des Signalhubs zu erkennen. Daher ist davon auszugehen, dass sich gegenläufige temperaturabhängige Einflüsse aufheben bzw. die Einflüsse klein sind.

Das Schaltfeld nimmt mit steigender Temperatur ab. An die Schaltfelder wird der Ausdruck von A. Garg Gl. 4.2 [170] angepasst, wodurch sich das magnetische Moment $m = (1,56 \pm 0,05) \cdot 10^{-18}$ Am² und die Anisotropieenergie $KV = (1,62 \pm 0,03) \cdot 10^{-19}$ J ergeben. Bei der Anpassung wird eine konstante Versuchsfrequenz f_0 von 10^9 Hz verwendet, die im von der Literatur vorhergesagten Bereich (10^8 Hz- 10^{12} Hz) [69, 74, 105] liegt. Aus dem magnetischen Moment ergibt sich mit $M_S = 1,44 \cdot 10^6$ A/m [94] ein Radius $r = (21,2 \pm 0,3)$ nm des Nanodots, der mit dem Radius aus dem SEM-Bild ($r_{SEM} = (21,5 \pm 1,5)$ nm) sehr gut übereinstimmt. Für die Anisotropiekonstante ergibt sich $K = (150 \pm 5)$ kJ/m³. Bei

der Anpassung wird vorausgesetzt, dass m , K und f_0 nicht von der Temperatur und einem Magnetfeld abhängig sind. In früheren Arbeiten dieser Arbeitsgruppe [123, 158] ist jedoch gezeigt worden, dass die Anisotropie der Filmsysteme, die den Nanodots zugrunde liegen, eine Temperaturabhängigkeit besitzt, die von der Dicke der Kobaltschicht abhängig ist. f_0 ist in den theoretischen Grundlagen gegeben durch Gl. 2.30, die von der Temperatur T und dem Magnetfeld $\mu_0 H$ abhängig ist. Daher kann die Anpassung nach Garg nur als grobe Abschätzung dienen.

Im dritten Abschnitt (Kap. 4.3) wird das thermische Schaltverhalten (Telegraphenrauschen) des Nanodots in Abhängigkeit eines destabilisierenden Magnetfeldes im Temperaturbereich von 100 K bis 220 K untersucht. Als erstes (Kap. 4.3.1) wird die harte Achse der Magnetisierbarkeit bei 180 K zu $\phi_{\text{h.a.}} = (82,14 \pm 0,04)^\circ$ bestimmt, indem der Winkel eines konstanten Magnetfeldes ($\mu_0 H = 0,14$ T) um die harte Achse variiert wird und die Verweilzeiten τ_{down} und τ_{up} der Zustände „up“ und „down“ in Abhängigkeit des Magnetfeldwinkels gemessen werden.

Danach werden in Kap. 4.3.2 die mittleren Verweilzeiten τ_m bei verschiedenen Magnetfeldstärken bei einem konstanten Winkel des Magnetfeldes nahe der harten Achse für verschiedene Temperaturen gemessen. Dabei ergibt sich eine lineare Abhängigkeit von $\ln(\tau_m)$ von $\mu_0 H$ innerhalb des gemessenen Magnetfeldbereichs. In einer ersten Auswertung, bei der KV und m als temperaturunabhängig angenommen werden, bestimmen sich das magnetische Moment und die Anisotropieenergie zu $m = (4,73 \pm 0,04) \cdot 10^{-19}$ Am² und $KV = (1,33 \pm 0,05) \cdot 10^{-19}$ J. Damit ergibt sich ein Radius r von $(11,7 \pm 0,5)$ nm, der deutlich kleiner als der, durch die SEM-Aufnahme von $r_{\text{SEM}} = (21,5 \pm 1,5)$ nm bestimmte, ist.

In Kap. 4.3.3 wird ein Modell vorgestellt, das aus zwei unabhängigen Messungen bei konstanter Temperatur unter der Annahme eines uniaxialen Potentials das magnetische Moment und die Anisotropieenergie liefert. Bei der einen Messung wird der Winkel ϕ des Magnetfeldes konstant gehalten und die Feldstärke variiert und bei der anderen Messung ist das Magnetfeld konstant und der Winkel ϕ wird um die harte Achse variiert. Es ergibt sich bei 180 K ein m von $(9,2 \pm 0,6) \cdot 10^{-19}$ Am², was einem Radius von $(16,3 \pm 0,5)$ nm entspricht. Mit dem gefundenen m wird KV für jede Temperatur berechnet, wodurch sich für KV ein linearer Abfall mit einer Steigung von $KV_T = (-3,91 \pm 0,07) \cdot 10^{-22}$ J/K und y -Achsenabschnitt von $KV_0 = (1,76 \pm 0,01) \cdot 10^{-19}$ J ergibt. Dies steht im Widerspruch zu den Untersuchungen an dünnen Pt/Co/Pt-Filmen [123, 158], die einen Anstieg der Anisotropie mit der Temperatur finden. Zusätzlich werden für die Versuchsschaltzeiten τ_0 zu den einzelnen Temperaturen Werte im Bereich von $5 \cdot 10^{-5}$ s bis 0,01 s berechnet, die deutlich außerhalb von den erwarteten Literaturwerten (10^{-9} s bis 10^{-12} s [69, 74, 105]) liegen.

In Kap. 4.3.4 wird der Einfluss einer veränderlichen Versuchsschaltzeit τ_0 auf die Messungen untersucht. Es zeigt sich, dass der Einfluss auf die Messung bei konstanter Feldstärke und Variation des Magnetfeldwinkels bis zu einem reduzierten Feld von $h = 0,6$ klein ist (Änderung von 3,5 %), zu höheren Feldern dann

stark ansteigt.

Zusätzlich werden die gemessenen Schaltzeiten der beiden Messungen (1. H konst. & ϕ variabel und 2. H variabel & ϕ konst.) durch die von Kalmykov et al. [73] in den theoretischen Grundlagen gegebenen Beschreibungen angepasst. Hierbei zeigt sich, dass die theoretischen Beschreibungen nicht mit denselben Parametern von m und KV beide Messungen gleichzeitig beschreiben können.

Im letzten Abschnitt (Kap. 4.3.5) wird der Einfluss der verkippten Magnetisierungsachse der Nanostrukturen untersucht und deren Einfluss auf die Energiebarriere wird numerisch berechnet. Hierbei wird der Einfluss des Verkipfungswinkels θ_0 und die Temperaturabhängigkeiten von M_S und K auf die Energiebarriere bestimmt. Für steigende Verkipfungswinkel θ_0 steigt die Energiebarriere in alle Richtungen an, wobei dies nicht gleichmäßig geschieht, wodurch der Verlauf der Energiebarriere in der harten Ebene oval förmig wird. Die Verzerrung nimmt bei größer werdenden Verkipfungswinkel zu (siehe Abb. 4.20). Dies entspricht einem Übergang von einer uniaxialen Anisotropie zu einer biaxialen Anisotropie. Bei steigender Temperatur nimmt die Sättigungsmagnetisierung M_S ab (siehe Abb. 4.7). Dies führt zu einer Abnahme der Formanisotropie, wodurch die Verkippfung der leichten Achse abnimmt und die Energiebarriere ansteigt (siehe Abb. 4.22). Für eine mit der Temperatur steigende Kristallanisotropie steigt die Energiebarriere an und die Verkippfung der leichten Achse nimmt ab (siehe Abb. 4.23).

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass erfolgreich eine Nanostruktur auf einem Hall-Kreuz hergestellt worden ist, deren Magnetisierungsverhalten mit dem anomalen Hall-Effekt studiert wurde. Das winkelabhängige Schaltverhalten der Nanostruktur weicht vom SW-Modell ab, da die Nanostruktur aus mehreren Körnern besteht, deren leichten Achsen zueinander verkippt sind. Auch die Messungen des Telegraphenrauschens legen eine komplexere Anisotropie nahe, da die zwei Messungen bei 180 K nicht mit denselben Parametern durch das Modell von Kalmykov, Coffey und Brown für eine uniaxiale Anisotropie beschrieben werden können.

Für zukünftige Untersuchungen sollte versucht werden, die Anzahl der Körner und deren Verkippfung durch Modifizierung der Wachstumsprozesse zu reduzieren, um ein System mit einer leichter zu beschreibenden Anisotropie zu erhalten.

Auf Grund der verbesserten Lithographie ist nun eine definierte Anordnung von Nanostrukturen auf dem Hall-Kreuz mit einer Genauigkeit von ca. 15 nm möglich. Dies benutzt P. Staeck [67], um die Wechselwirkung von drei Nanostrukturen, angeordnet in einem gleichseitigen Dreieck, zu studieren. Neben der Wechselwirkung von lateral angeordneten Nanostrukturen ist auch eine Untersuchung der Wechselwirkung von mehreren Lagen in einer Nanostruktur interessant. Durch Variation des Abstandes der magnetischen Schichten ist eine Untersuchung der Stärke der Wechselwirkung möglich. Um die Nutzbarkeit des Messprinzips zu zeigen, wird ein Nanodot mit zwei magnetischen Schichten hergestellt. Das Schichtsystem und eine SEM-Aufnahme des Nanodots sind in Abbildung 4.24 zu

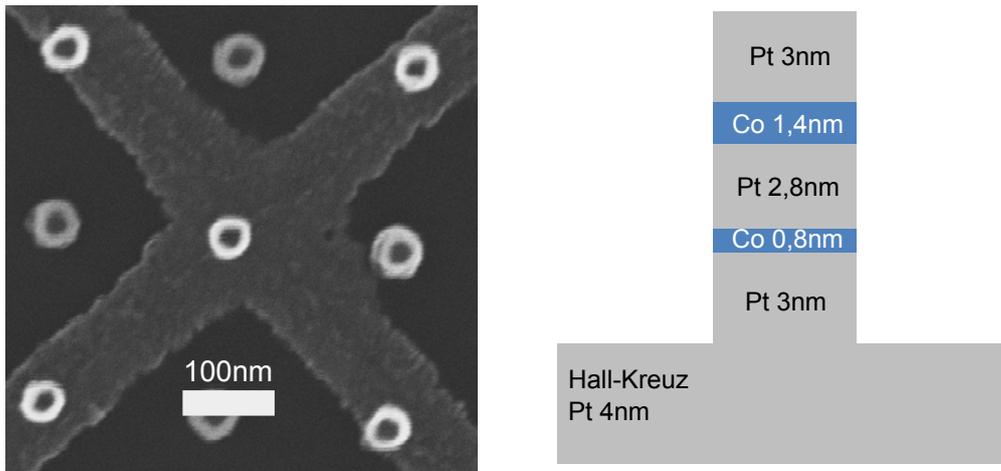


Abb. 4.24: Abgebildet ist eine SEM-Aufnahme des Hall-Kreuzes mit dem Nanodot im Kreuzungsbereich. Zusätzlich ist eine schematische Skizze des Schichtsystems zu sehen. Der Nanodot besteht aus zwei magnetischen Kobaltschichten (1,4 nm und 0,8 nm), die durch eine 2,8 nm dicke Platinschicht getrennt sind.

sehen. Die obere magnetische Kobaltschicht ist 1,4 nm dick und die untere 0,8 nm, wodurch ein Schichtsystem mit einer weichmagnetischen und einer hartmagnetischen Schicht entsteht. Die trennende Platinschicht von 2,8 nm wurde so gewählt, dass die einzelnen magnetischen Schichten entkoppelt sind. In Abb. 4.25 sind die Magnetisierungskurven zu dem Nanodot in Abb. 4.24 bei einem Magnetfeld parallel zur Filmmormalen und bei 2 K zu sehen. In Abb. 4.25a sind der komplette Loop (—●—) und der Minorloop „+“ (—●—) zu sehen. Der komplette Loop zeigt zwei Sprünge pro Feldrichtung, die zu den zwei Co-Schichten in dem Nanodot gehören, wobei der kleinere zur oberen 1,4 nm dicken Schicht und der größere zur unteren 0,8 nm dicken Schicht gehört. Beim Minorloop „+“ wird nur die untere Schicht geschaltet. Zu sehen ist, dass die untere Schicht in negative Feldrichtung im Minorloop und im kompletten Loop beim gleichen Magnetfeld schaltet. In positive Feldrichtung schaltet die untere Schicht im Minorloop „+“ früher als im kompletten Loop, da die Ausrichtung der oberen Schicht unterschiedlich ist. In Abb. 4.25b ist das gleiche Verhalten für den Minorloop „-“ zu beobachten wie in Abb. 4.25a. Die Messung zeigt, dass zwei magnetische Schichten in einem Nanodot einzeln messbar sind und dadurch die Wechselwirkung untersucht werden kann. Das Schichtsystem wurde nicht weiter untersucht, da die obere Schicht auf Grund ihrer Dicke eine gecantete Magnetisierung besitzt, wodurch die Wechselwirkung zwischen den Schichten sehr komplex ist. In der Bachelorarbeit von H. Werners [179] wird ein ähnlicher Nanodot untersucht. Zusätzlich haben R.A. Griffiths et al. [180] das Signal eines Nanodots mit einer hart- und weichmagnetischen Schicht mit Hilfe des anomalen Hall-Effektes untersucht. Für weitere Untersuchungen von Doppellagen werden Schichtsysteme vorgeschlagen, bei denen beide magnetischen

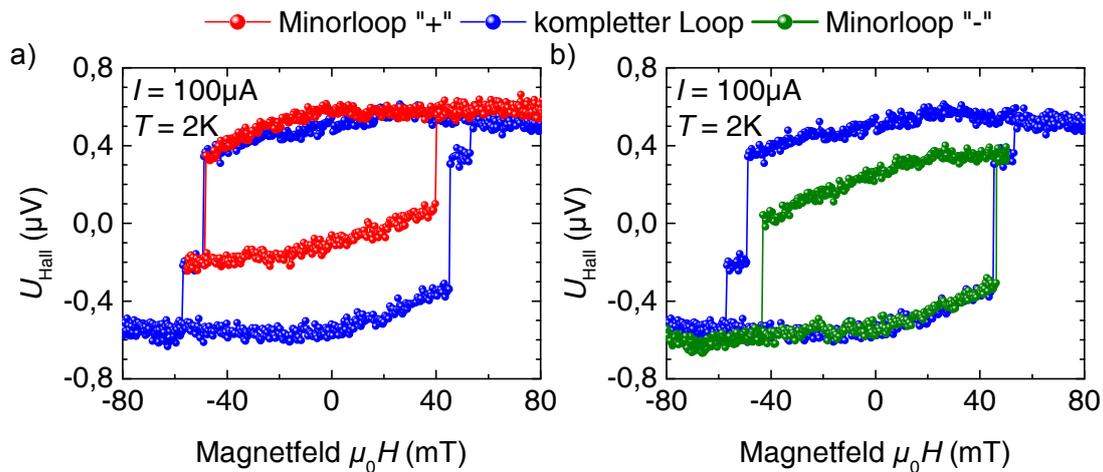


Abb. 4.25: Aufgetragen ist die Hall-Spannung U_{Hall} gegen das Magnetfeld $\mu_0 H$ für ein Magnetfeld parallel zur Filmmormalen bei 2 K. Gezeigt ist jeweils der komplette Loop ($\text{---}\bullet\text{---}$) und in a) der Minorloop „+“ ($\text{---}\bullet\text{---}$) und in b) der Minorloop „-“ ($\text{---}\bullet\text{---}$). Der komplette Loop zeigt zwei Sprünge pro Feldrichtung, die zu den zwei Co-Schichten in dem Nanodot gehören, wobei der kleinere zur oberen 1,4 nm dicken Schicht und der größere zur unteren 0,8 nm dicken Schicht gehört. Bei den Minorloops wird jeweils nur die untere Schicht geschaltet. Zu sehen ist, dass die untere Schicht im Minorloop jeweils in eine Feldrichtung früher schaltet als im kompletten Loop auf Grund der unterschiedlichen Ausrichtung der oberen Schicht.

Schichten eine senkrechte Anisotropie besitzen.

Solche Doppellagensysteme sind interessant, da sie in Tunnelkontakten (MTJ⁸) untersucht werden [181–183].

In der Arbeitsgruppe wird geplant, Doppellagensysteme mit einer antiferromagnetischen Kopplung zu untersuchen, um die Wechselwirkung abstandsabhängig zu studieren. Von Interesse wäre die Untersuchung von Nanostrukturen mit einem antiferromagnetisch/ferromagnetischen Schichtsystem um den Effekt des Exchange Bias [184–187] zu untersuchen.

⁸engl. **m**agnetic **t**unnel **j**unktion

Magnetisierungsverhalten einzelner Co-Kugeln ($\varnothing < 10$ nm)

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse, der in Kap. 3.3 hergestellten Proben, vorgestellt und diskutiert. Erste Voruntersuchungen werden an einem großen Ensemble von Kobaltkugeln durchgeführt, um die generelle Nutzbarkeit der Messmethode zu überprüfen. Hierbei ist interessant, ob ein Hall-Signal messbar ist, da die Orientierung der Magnetisierung der Kobaltkugeln auf Grund der Präparation zufällig verteilt sein soll und die Messmethode nur sensitiv auf M_z (siehe Kap. 3.4) ist. Außerdem ist es fraglich, ob Strom durch die Kobaltkugeln fließt, ohne den keine anormale Hall-Spannung in den Kobaltkugeln entsteht. Hierfür wird eine saubere Grenzfläche benötigt.

Im nächsten Teil werden die Ergebnisse von Messungen von fünf Kobaltkugeln im Kreuzungsbereich eines Hall-Kreuzes gezeigt und diskutiert. Es wird eine eindeutige Zuordnung der Kobaltkugeln zu einzelnen Hall-Signalen vorgenommen, mit deren Hilfe die nachfolgenden Untersuchungen ermöglicht werden. Zum einen wird die Temperaturabhängigkeit der Schaltfelder der einzelnen Kobaltkugeln untersucht, wodurch eine Abschätzung der Anisotropie der Kobaltkugeln möglich ist. Auf den Ursprung dieser Anisotropie und die Kristallstruktur der Kobaltkugeln wird anschließend eingegangen. Außerdem wird das winkelabhängige Schaltverhalten derselben Kobaltkugeln bei 2 K gemessen. Die gemessenen Verläufe werden mit verschiedenen Theorien (Curling und Domänenwandnukleation) angepasst. Abschließend werden die Ergebnisse der temperaturabhängigen und winkelabhängigen Messungen miteinander verglichen.

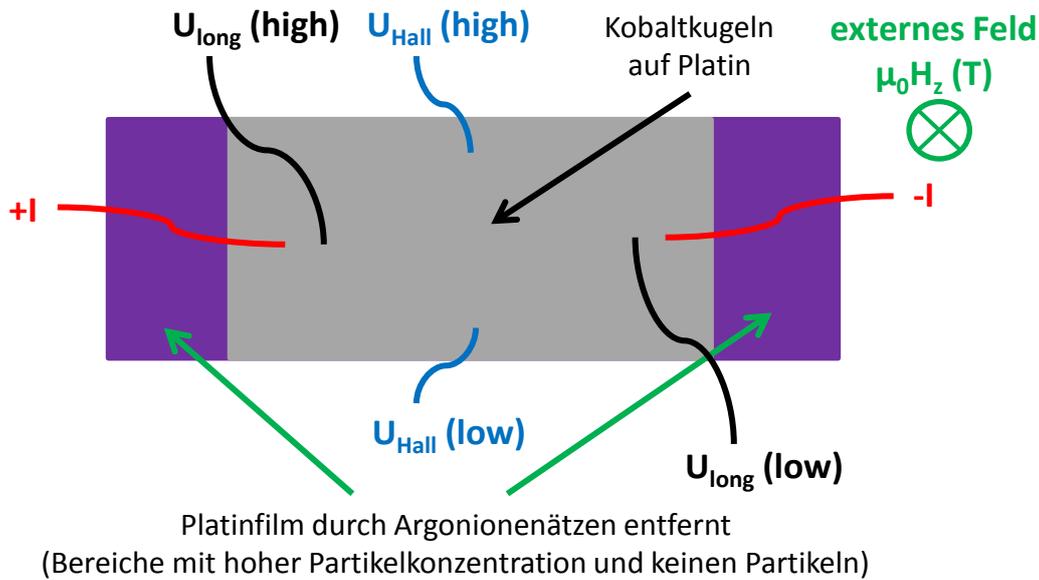


Abb. 5.1: Gezeigt ist die Kontaktierung der Probe eines Ensembles von Kobaltkugeln auf einem Platinfilm nach der van-der-Pauw Methode[188]. Die Randbereiche der Probe links und rechts werden durch einen Ionenstrahlätzprozess entfernt, da in diesen Bereichen auf Grund der Herstellung eine sehr hohe Konzentration von Kobaltkugeln bzw. keine Kobaltkugeln vorhanden sind. Im mittleren Bereich befindet sich eine homogene Verteilung von Kobaltkugeln. Das externe Magnetfeld wird parallel zur Probenormalen angelegt.

5.1 Voruntersuchungen an einem Ensemble von Kobaltkugeln

Für die Voruntersuchungen an einem großen Ensemble von Kobaltkugeln wird ein 5 nm dicker Platinfilm mit einer Monolage Kobaltkugeln beschichtet. Die Kobaltkugeln haben einen Durchmesser von $(7 \pm 2) \text{ nm}$, der durch AFM-Aufnahmen bestimmt wird¹ und einen mittleren Abstand von $(55 \pm 12) \text{ nm}$. Für die Magnetotransportmessungen wird der Platinfilm, wie in Abb. 5.1 gezeigt, durch Ultraschallwedgebondung elektrisch kontaktiert, dabei wird die SiO_2 Deckschicht durchbrochen. Die benutzte Messanordnung geht auf die van-der-Pauw-Methode [188] zurück. Bei der Kontaktierung ist darauf zu achten, dass die Bonddrähte möglichst symmetrisch angebracht sind, um die Messung von parasitären Beiträgen des Längswiderstandes im Hall-Signal zu minimieren. Für die Messung wird der Platinfilm am rechten und linken Rand der Probe durch einen Argonionenätzprozess entfernt, da in diesen Bereichen eine sehr hohe Konzentration von Kobaltkugeln bzw. keine Kobaltkugeln auf Grund des Herstellungsprozesses sind. Die resultierende Probe ist $5 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ groß mit ungefähr $1,9 \cdot 10^9$ Kobaltkugeln.

¹AFM-Aufnahmen werden von der Arbeitsgruppe Farle während der Herstellung gemacht.

5.1 Voruntersuchungen an einem Ensemble von Kobaltkugeln

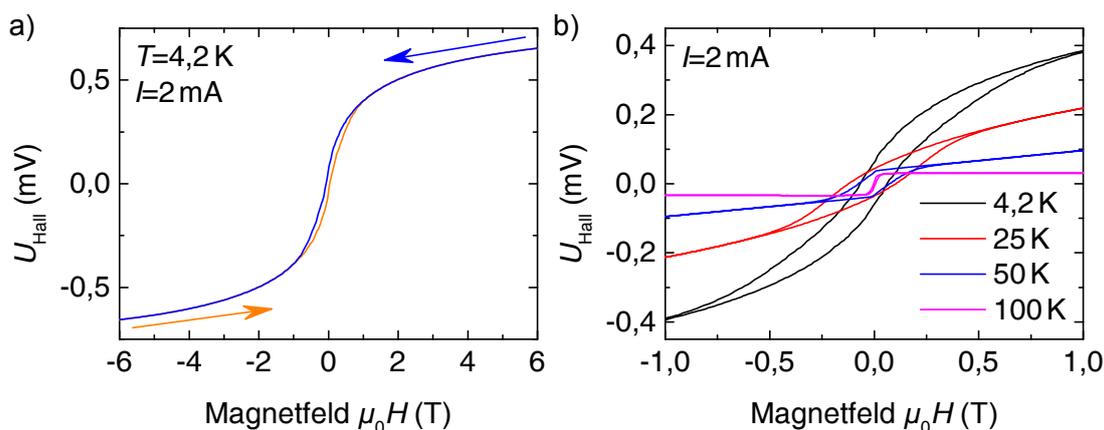


Abb. 5.2: a) Zeigt die gemessene Hall-Spannung U_{Hall} gegen das Magnetfeld $\mu_0 H$ bei einer Temperatur von 4,2 K und einem Messstrom von 2 mA. $\mu_0 H$ steht parallel zur Probenormalen. Die Magnetfeldänderung (Rate 1 T/min) wird durch die farbigen Pfeile verdeutlicht. Die geöffnete Magnetisierungskurve entsteht durch ferromagnetische Kobaltkugeln, während die übergeordnete S-Form durch magnetische Verunreinigungen im Platinfilm entstehen, die einen superparamagnetischen Untergrund erzeugen. b) Zeigt die gemessene Hall-Spannung U_{Hall} gegen das Magnetfeld $\mu_0 H$ bei verschiedenen Temperaturen (4,2 K, 25 K, 50 K und 100 K) und einem Messstrom von 2 mA. Zu sehen ist, dass die Öffnung der Magnetisierungskurve mit steigender Temperatur abnimmt, da die Koerzitivfeldstärken der Kobaltkugeln temperaturabhängig sind. Bei 100 K sind fast alle Kobaltkugeln superparamagnetisch, wodurch die Magnetisierungskurve fast geschlossen ist. Außerdem ist zu sehen, dass der superparamagnetische Untergrund mit steigender Temperatur abnimmt, da er nicht mehr magnetisch ist.

Durch das Entfernen dieser Bereiche wird eine Probe mit einer gleichmäßigen Verteilung von Kobaltkugeln gemessen.

Die Probe wird in den, in Kap. 3.4 beschriebenen, Tieftemperaturkryostaten eingebaut. Mit diesem wird die Hall-Spannung bei einem parallel zur Probenormalen stehenden Magnetfeld für unterschiedliche Temperaturen von 4,2 K bis 100 K gemessen.

In Abbildung 5.2a ist die Hall-Spannung U_{Hall} gegen das Magnetfeld $\mu_0 H$ bei 4,2 K aufgetragen. Das Magnetfeld wird mit einer Rate von 1 T/min von 6 T bis -6 T variiert, wobei die Änderung des Magnetfeldes durch die farbigen Pfeile verdeutlicht wird. Die Hall-Spannung wird während der Magnetfeldänderung kontinuierlich gemessen, wobei der benutzte Strom 2 mA beträgt. Die geöffnete Hysterese entsteht durch ferromagnetische Kobaltkugeln, deren Magnetisierung sich beim Erreichen der Koerzitivfeldstärke umkehrt, wodurch eine Spannungsänderung entsteht. Auf Grund der Größenverteilung und unterschiedlicher Anisotropieachsen der Kobaltkugeln ist das gemessene Koerzitivfeld verbreitert. Die übergeordnete S-Form der Hysterese entsteht durch magnetische Verunreinigungen im Platinfilm, die bei niedrigen Temperaturen (<100 K) einen superparamagnetischen Untergrund erzeugen. Im Anhang sind in Abb. 6.1 die spezifischen Hall-Widerstände eines mittels

ECR-Zerstäubung und eines mittels magnetron Zerstäubung hergestellten Platindrahtes bei 2 K zu sehen. Der spezifische Hall-Widerstand des Magnetrondrahtes zeigt einen linearen Verlauf auf Grund des normalen Hall-Effektes, während der ECR-Draht eine S-Form auf Grund von superparamagnetischen Verunreinigungen zeigt.

In Abbildung 5.2b ist die gemessene Hall-Spannung bei verschiedenen Temperaturen (4,2 K, 25 K, 50 K und 100 K) für einen kleineren Magnetfeldbereich von -1 T bis 1 T aufgetragen. Hierbei wird das Magnetfeld mit einer Rate von 0,2 T/min variiert und der Messstrom beträgt 2 mA. Zu sehen ist, dass die Öffnung der Magnetisierungskurve mit steigender Temperatur abnimmt, da die Koerzitivfeldstärke temperaturabhängig ist. Bei einer Temperatur von 100 K ist die Magnetisierungskurve fast geschlossen, da fast alle Kobaltkugeln superparamagnetisches Verhalten zeigen. Außerdem ist zu beobachten, dass der superparamagnetische Untergrund bei steigender Temperatur abnimmt, da die magnetischen Verunreinigungen bei höheren Temperaturen nicht mehr magnetisch sind.

Diese Messungen zeigen, dass die Magnetisierung eines großen Ensembles von Kobaltkugeln mit einem mittleren Durchmesser von $(7 \pm 2) \text{ nm}$ und mittleren Abstand von $(55 \pm 12) \text{ nm}$ mit Hilfe des AHE gemessen werden kann. Weitere Untersuchungen werden an diesen Ensemble nicht vorgenommen, da es nur um die Machbarkeit der Messungen geht und nicht um die magnetischen Eigenschaften der Probe. Messungen an einem Ensemble von Kobaltkugeln im superparamagnetischen Regime werden von Respaud [189] durchgeführt, wobei Abweichungen vom klassischen Langevin Verhalten gefunden werden. Weitere Messungen an Ensemble von Nanostrukturen betrachten die Schaltfeldverteilung [25, 27, 190, 191].

In den folgenden Kapiteln wird gezeigt, dass die Magnetisierung von einzelnen Kobaltkugeln auf einem Hall-Kreuz ebenfalls gemessen werden kann und dadurch die magnetischen Eigenschaften einzelner Kobaltkugeln zu bestimmen sind.

5.2 Zuordnung von AHE-Signalen zu einzelnen Kobaltkugeln

Im vorherigen Kapitel wird gezeigt, dass die Magnetisierung eines großen Ensembles von Kobaltkugeln auf einem Platinfilm mit Hilfe des anomalen Hall-Effektes messbar ist. In diesem Kapitel wird gezeigt, dass auch die Magnetisierungen einzelner Kobaltkugeln auf einem Hall-Kreuz messbar sind. Hierfür wird die Struktur in Abb. 5.3a mit fünf Kobaltkugeln, die mit Dot 1 bis Dot 5 gekennzeichnet sind, im sensitiven Bereich des Hall-Kreuzes vermessen. Weitere Kobaltkugeln befinden sich in den Armen des Hall-Kreuzes. Das Hall-Kreuz besteht aus einem 5 nm dicken Platinfilm und die Stegbreite beträgt 120 nm. Die Herstellung des Hall-Kreuzes und der Kobaltkugeln ist in Kap. 3.3 beschrieben. Für die Messungen werden die Arme des Hall-Kreuzes (K1 bis K4), wie in Abb. 5.3a gezeigt, elektrisch

5.2 Zuordnung von AHE-Signalen zu einzelnen Kobaltkugeln

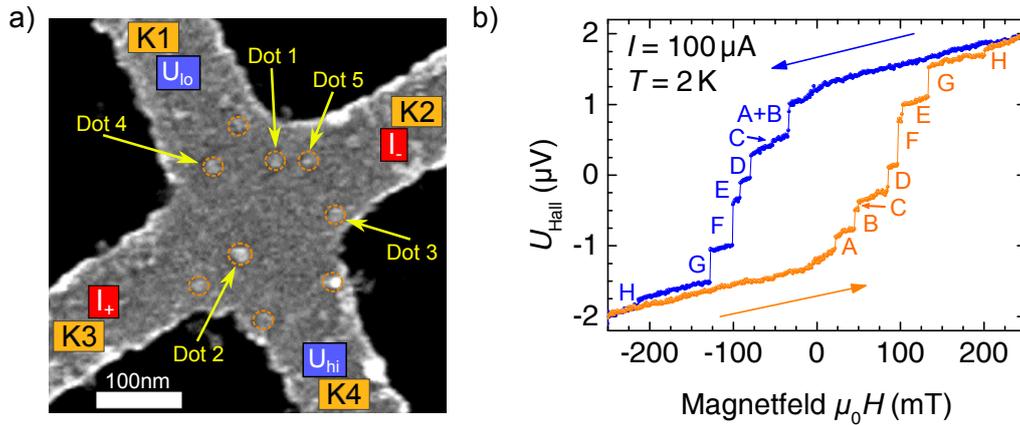


Abb. 5.3: a) Zeigt ein SEM-Bild eines 5 nm dicken Platinkreuzes mit einer Stegbreite von 120 nm. Im sensitiven Bereich befinden sich sechs Kobaltkugel (Dot 1 bis Dot 5), während weitere Kobaltkugeln in den Armen liegen. Zusätzlich ist die elektrische Kontaktierung der Arme des Hall-Kreuzes (K1 bis K4) abgebildet. Der Strom wird über den Arm K3 nach K2 eingepreßt und die Hall-Spannung wird über die Arme K1 und K4 gemessen. b) Aufgetragen ist die gemessene Hall-Spannung U_{Hall} gegen das Magnetfeld $\mu_0 H$ bei einer Temperatur von 2 K und einem Strom von 100 μA . Die farbigen Pfeile geben die Richtung der Magnetfeldänderung an. Zu sehen sind acht (●) bzw. sieben (●) Sprünge in der Hall-Spannung aufgrund der Umkehrung der Magnetisierung einzelner Kobaltkugeln. Die Schaltfelder H_C und die Signalhöhen ΔU_{Hall} der Sprünge sind in Tab. 5.1 aufgeführt.

kontaktiert. Der Strom wird über den Arm K3 nach K2 eingepreßt, während die Hall-Spannung über die Arme K1 und K4 gemessen wird. Die Messungen werden bei einer Temperatur von 2 K und einem eingepreßten Strom von 100 μA durchgeführt. In Abbildung 5.3b ist die gemessene Hall-Spannung U_{Hall} gegen das Magnetfeld $\mu_0 H$ gezeigt. Das Magnetfeld wird senkrecht zum Hall-Kreuz angelegt und mit einer Rate von 0,1 T/min von -250 mT bis 250 mT (●) und anschließend von 250 mT bis -250 mT (●) gefahren. Die farbigen Pfeile geben die Richtung der Magnetfeldänderung an. Die Hall-Spannung wird währenddessen kontinuierlich gemessen.

In der Hall-Spannung sind acht Sprünge bei positiver Magnetfeldänderung (●) zu sehen, die mit den Buchstaben A bis H gekennzeichnet sind. Die Sprünge entstehen durch die Umkehrung der Magnetisierung einzelner Kobaltkugeln. Für die negative Magnetfeldänderung (●) sind sieben Sprünge zu identifizieren, da die Sprünge A und B zusammen fallen. In Tab. 5.1 sind die Schaltfelder ($\mu_0 H_C$) und die Signalhöhen (ΔU_{Hall}) der acht Sprünge aufgeführt. Für eine ausreichende Statistik von $\mu_0 H_C$ und ΔU_{Hall} werden zehn Magnetisierungskurven gemessen und die Ergebnisse für beide Feldrichtungen gemittelt. In Tab. 5.1 ist eine Zuordnung der Sprünge zu den Kobaltkugeln im sensitiven Bereich (Abb. 5.3a) aufgeführt, wobei den Sprüngen A, C und H keine Kobaltkugeln zugeordnet werden. Im Folgenden wird beschrieben, wie diese eindeutige Zuordnung entsteht.

Sprung	$\mu_0 H_C$ (mT)	ΔU_{Hall} (nV)	Dot
A	26 ± 7	120 ± 30	-
B	55 ± 19	269 ± 31	3
C	57 ± 10	81 ± 33	-
D	81 ± 20	341 ± 39	1
E	86 ± 12	221 ± 18	5
F	98 ± 4	595 ± 42	2
G	125 ± 16	440 ± 25	4
H	207 ± 8	75 ± 15	-

Tab. 5.1: Aufgeführt sind zu den einzelnen Sprüngen (A bis H) die Schaltfelder ($\mu_0 H_C$) und die Signalhöhen (ΔU_{Hall}), wie sie sich aus den Magnetisierungskurven (Abb. 5.3b) ergeben. Außerdem ist eine Zuordnung zu den Kobaltkugeln in Abb. 5.3a (Dot 1 bis Dot 5) angegeben.

Die verwendete Methode von Neumann et al. ist in Ref. [64] veröffentlicht und weitere Details sind in den Arbeiten [66, 131] zu finden. Hierbei wird der Strom nicht mehr durch gegenüber liegende Arme des Hall-Kreuzes geschickt, sondern über zwei benachbarte Arme. Die Hall-Spannung wird über die beiden übrigen Arme gemessen. Diese Messanordnung wird im Folgenden als „Eckmessung“ bezeichnet. Durch diese Anordnung erzeugen die Kobaltkugeln abhängig von ihrer Position auf dem Hall-Kreuz Signale mit unterschiedlichen Vorzeichen. Generell wird das Hall-Kreuz in zwei Bereiche mit unterschiedlichen Vorzeichen geteilt. Während sich die Polarität und die Signalstärke bei den „Eckmessungen“ gegenüber der geraden Messgeometrie ändern, hat die veränderte elektrische Kontaktierung keinen Einfluss auf die Schaltfelder, wodurch die Schaltsignaturen (Signalhöhe und Polarität) der einzelnen Messungen über die Schaltfelder korreliert sind. Insgesamt gibt es vier Permutationen von „Eckmessungen“, wobei jeweils zwei äquivalente Ergebnisse liefern, weshalb zwei Messungen für eindeutige Zuordnungen ausreichend sind.

Im Folgenden werden diese Messungen mit der sich ergebenden Zuordnung vorgestellt. Abbildung 5.4a zeigt das SEM-Bild des Hall-Kreuzes mit der elektrischen Kontaktierung für die erste „Eckmessung“. Der Strom wird von Arm K4 zu Arm K3 eingepreßt und die Hall-Spannung wird zwischen den Armen K2 und K1 gemessen. Zusätzlich sind die Polaritäten „+“ und „-“ der beiden Bereiche eingezeichnet, wie sich das Hall-Kreuz auf Grund der Kontaktierung einteilt. Die Linie (— — —) trennt die beiden Bereiche und beschreibt dadurch einen Bereich, wo kein messbares Hall-Signal erzeugt wird. Der „+“ Bereich besitzt dabei die gleiche Polarität wie die gerade Messgeometrie (Abb. 5.3). Es befinden sich drei Kobaltkugeln (Dot 2, Dot 3 und Dot 5) im positiven Bereich, während Dot 1 und Dot 4 im negativen Bereich liegen.

Die Abbildung 5.4c zeigt wiederum das SEM-Bild des Hall-Kreuzes mit der elektrischen Kontaktierung für die zweite „Eckmessung“. Der Strom wird von Arm

5.2 Zuordnung von AHE-Signalen zu einzelnen Kobaltkugeln

K4 zu Arm K2 eingepägt und die Hall-Spannung wird zwischen den Armen K3 und K1 gemessen. Ebenfalls sind die Polaritäten „+“ und „-“ für die beiden Bereiche des Hall-Kreuzes eingezeichnet. Hier befindet sich eine Kobaltkugel (Dot 2) im negativen Bereich und die anderen vier Kobaltkugeln liegen im positiven Bereich.

Die beiden Graphen in Abb. 5.4a und c geben die Polaritätsbereiche an, in denen sich die Kobaltkugeln befinden. Die Kobaltkugeln Dot 1 und Dot 4 erzeugen in der ersten „Eckmessung“ ein negatives Signal und in der zweiten ein positives, während die Kobaltkugel Dot 2 ein positives in der ersten und ein negatives in der zweiten erzeugt. Die Kobaltkugeln Dot 3 und Dot 5 wiederum erzeugen in beiden „Eckmessungen“ ein positives Signal. Diese Signaturen müssen nun mit den Messungen verglichen werden.

In Abb. 5.4b ist die gemessene Hall-Spannung gegen das Magnetfeld bei einer Temperatur von 2 K und einem Strom von $100 \mu\text{A}$ aufgetragen für die Messgeometrie aus Abb. 5.4a. Der Graph zeigt einen einzelnen Magnetfelddurchlauf, wobei die Änderung des Magnetfeldes durch die Pfeile angegeben wird. Für die negative Magnetfeldrate (\bullet) treten fünf Sprünge in der Hall-Spannung auf, wobei die Zahlen die Zuordnung zu den Kobaltkugeln angeben. Die Schaltfelder H_C und deren Signalthöhen ΔU_{Hall} sind in Tab. 5.2 aufgeführt.

Analog zu Abb. 5.4b ist in Abb. 5.4d die gemessene Hall-Spannung gegen das Magnetfeld für die Messgeometrie aus Abb. 5.4c aufgetragen. In der Hall-Spannung sind für die negative Magnetfeldrate (\bullet) sechs Sprünge zu sehen, die ebenfalls durch die Zahlen 1 bis 5 den Kobaltkugeln im sensitiven Bereich zuzuordnen sind. Das Signal 6 gehört zu einer Kobaltkugel im Arm K3 oder K4 und kann nicht genau zugeordnet werden, da kein Signal in der ersten „Eckmessung“ bei diesem Schaltfeld ($(8,7 \pm 3,2) \text{ mT}$) messbar ist. Daher wird es im Folgenden vernachlässigt. Die Schaltfelder H_C und deren Signalthöhen ΔU_{Hall} von den anderen fünf Signalen sind in Tab. 5.2 aufgeführt.

In der Tabelle 5.2 ist zu sehen, dass der Dot 2 bei $(98 \pm 4) \text{ mT}$, wie vorhergesagt, ein negatives Hall-Signal in der zweiten „Eckmessung“ und ein positives in der ersten erzeugt. Daher ist das Signal von Dot 2 eindeutig identifiziert.

Es zeigt sich, dass die Dots 1 und 4 bei $(81 \pm 20) \text{ mT}$ und $(125 \pm 16) \text{ mT}$ in der ersten „Eckmessung“ ein negatives und in der zweiten ein positives Hall-Signal erzeugen. Die eindeutige Zuordnung findet hierbei über die Signalthöhe der ersten „Eckmessung“ statt. Der Dot 1 liegt nahe an der Nulllinie ($- - -$), wodurch sein Signal nur 17,3 % der geraden Messung ($(59 \pm 20) \text{ nV}$ zu $(341 \pm 39) \text{ nV}$) beträgt, während das Signal von Dot 4 mit 45,0 % nicht so stark reduziert ist ($(198 \pm 14) \text{ nV}$ zu $(440 \pm 25) \text{ nV}$).

Auch die Kobaltkugeln Dot 3 ($(55 \pm 19) \text{ mT}$) und Dot 5 ($(86 \pm 12) \text{ mT}$) müssen über die Signalthöhen zugeordnet werden, da beide positive Signale in beiden „Eckmessungen“ erzeugen. In der ersten „Eckmessung“ liegt Dot 5 nahe der Nulllinie ($- - -$), wodurch das Signal bezogen auf die gerade Messung nur 23,5 %

Dot	„Eck 1“ $\mu_0 H_C$ (mT)	„Eck 1“ ΔU_{Hall} (nV)	„Eck 2“ $\mu_0 H_C$ (mT)	„Eck 2“ ΔU_{Hall} (nV)
1	45 ± 10	-59 ± 20	59 ± 12	77 ± 14
2	118 ± 8	145 ± 25	100 ± 12	-297 ± 48
3	18 ± 4	142 ± 15	29 ± 10	90 ± 20
4	147 ± 24	-198 ± 14	147 ± 12	148 ± 27
5	75 ± 12	52 ± 20	85 ± 16	184 ± 32

Tab. 5.2: Aufgeführt zu den Kobaltkugeln Dot 1 bis Dot 5 sind die Schaltfelder $\mu_0 H_C$ und Hall-Signale ΔU_{Hall} der beiden Eckmessungen „Eck 1“ und „Eck 2“. Durch die Polarität und die Signalhöhe lassen sich die Signale eindeutig zu den jeweiligen Kobaltkugeln zuordnen.

beträgt ($(52 \pm 20) \text{ nV}$ zu $(221 \pm 18) \text{ nV}$), während das Signal von Dot 3 53 % beträgt ($(142 \pm 15) \text{ nV}$ zu $(269 \pm 31) \text{ nV}$).

Durch die Polarität und die Signalhöhen lassen sich die Kobaltkugeln im sensitiven Bereich des Hall-Kreuzes einzelnen Sprüngen, wie in Abbildung 5.4 gezeigt, eindeutig zuordnen. Hierbei wird ausgenutzt, dass sich das Schaltfeld bei den verschiedenen Messgeometrien nicht ändert. Mit Hilfe der Zuordnung wird in Kap. 5.3 die Temperaturabhängigkeit und in Kap. 5.4 die Winkelabhängigkeit der Schaltfelder der identifizierten Kobaltkugeln untersucht.

5.3 Temperaturabhängigkeit der Schaltfelder einzelner Kobaltkugeln

Im vorherigen Kapitel 5.2 werden die Hall-Signale einzelnen Kobaltkugeln auf einem Hall-Kreuz zugeordnet. Dadurch ist es möglich die Schaltfelder einzelner Kobaltkugeln temperaturabhängig zu untersuchen, wobei die Temperaturabhängigkeit der Schaltfelder im Bereich von 2 K bis 60 K von fünf identifizierten Kobaltkugeln untersucht werden. Über die Temperaturabhängigkeit der Schaltfelder wird die „Blocking-“Temperatur der einzelnen Kobaltkugeln abgeschätzt. Mit Hilfe der Abschätzung und der Größenverteilung der Kobaltkugeln (aus 3.3) wird dann die Anisotropie der Kobaltkugeln berechnet und mit Literaturwerten von hcp-Kobalt, möglichen Formanisotropien und Grenzflächenanisotropien verglichen, um den Ursprung der Anisotropie zu bestimmen.

Zur Bestimmung der Schaltfelder werden bei jeder Temperatur sechs bis neun Felddurchläufe gemessen, um die statistische Verteilung der Schaltfelder zu bestimmen, wobei die Schaltfelder der beiden Feldrichtungen gemittelt werden. Das Magnetfeld wird parallel zur Filmnormalen angelegt und die Rate, mit der das Magnetfeld variiert wird, beträgt für alle Messungen $0,05 \text{ T/min}$. Wie im vorherigen Kapitel beschrieben, sind die Spannungssignale mit den dazugehörigen Schaltfeldern bei 2 K eindeutig einzelnen Kobaltkugeln zugeordnet. Da die Messungen für die Zuordnung nicht bei jeder Temperatur wiederholt werden, wird

5.3 Temperaturabhängigkeit der Schaltfelder einzelner Kobaltkugeln

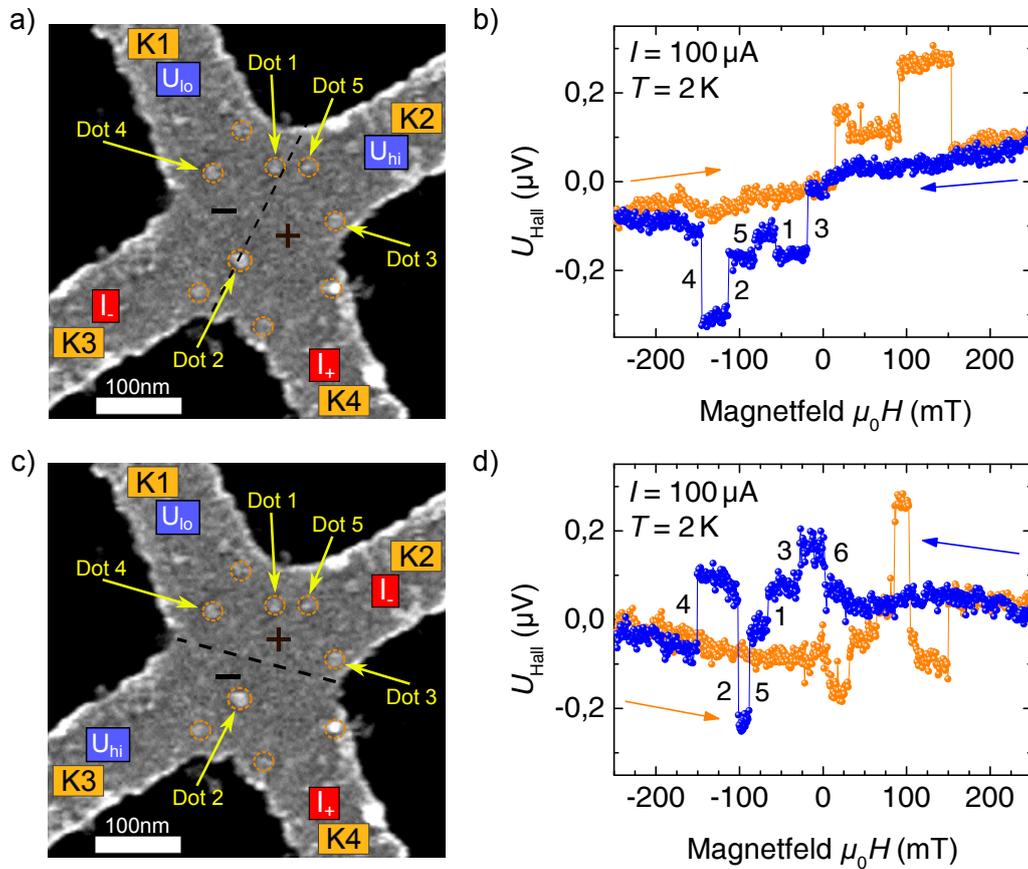


Abb. 5.4: In a) und c) sind SEM-Graphen des Hall-Kreuzes mit der elektrischen Kontaktierung für die beiden „Eckmessungen“ gezeigt. Zusätzlich sind die Polaritäten „+“ und „-“ der beiden Bereiche eingezeichnet, wie sich das Hall-Kreuz auf Grund der Kontaktierung einteilt. Des Weiteren sind die Kobaltkugeln im Kreuzungsbereich des Hall-Kreuzes mit Dot 1 bis Dot 5 benannt. In b) ist die gemessene Hall-Spannung U_{Hall} gegen das Magnetfeld $\mu_0 H$ für die Messgeometrie in a) aufgetragen, während in d) U_{Hall} gegen $\mu_0 H$ für die Messgeometrie in c) aufgetragen ist. Die Änderung des Magnetfeldes wird durch die Pfeilrichtung angegeben. Bei den Messungen betragen die Temperatur 2 K und der Messstrom 100 μA . Die Zahlen an den Sprüngen bezeichnen die Kobaltkugeln Dot 1 bis Dot 5. In den Magnetisierungskurven b) und d) ist zu sehen, dass die Kobaltkugeln Dot 1 und Dot 4 in der ersten „Eckmessung“ (b) ein negatives Signal und in der zweiten (d) ein positives erzeugen, während Dot 2 ein positives in der ersten (b) und ein negatives in der zweiten (d) erzeugt. Ein positives Signal hat die gleiche Polarität wie in der geraden Messung (Abb. 5.3). Dot 3 und Dot 5 wiederum erzeugen in beiden „Eckmessungen“ ein positives Signal. Das Signal 6 in d) gehört zu einer Kobaltkugel im Arm K3 bzw. K4 und kann nicht eindeutig zugeordnet werden. Die Schaltfelder $\mu_0 H_C$ und die Spannungssignale ΔU_{Hall} der Kobaltkugeln Dot 1 bis Dot 5 sind in Tab. 5.2 aufgeführt.

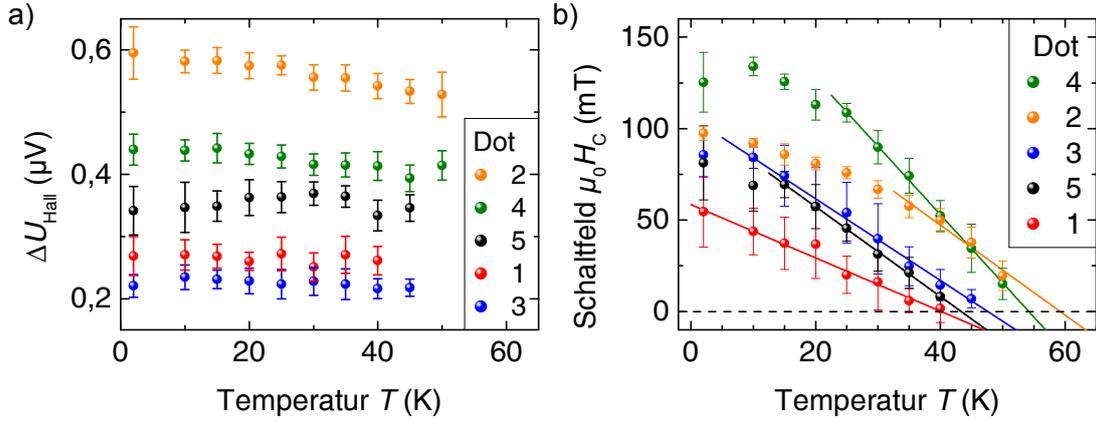


Abb. 5.5: In a) sind die Signalhöhen ΔU_{Hall} von fünf Kobaltkugeln in Abhängigkeit von der Temperatur T aufgetragen. In b) sind die dazugehörigen Schaltfelder $\mu_0 H_C$ gegen die Temperatur T aufgetragen. Zu sehen ist, dass die Schaltfelder mit steigender Temperatur abnehmen. Durch lineare Anpassungen (Linien) werden die Temperaturen bestimmt, bei denen das Schaltfeld verschwindet. Die Temperaturen sind in Tab. 5.3 als „Blocking“-Temperaturen T_B angegeben.

im Folgenden die Signalhöhe als Identifikationskriterium benutzt. Hierfür sind in Abbildung 5.5a die gemittelten Signalhöhen ΔU_{Hall} der fünf Kobaltkugeln (Dot 1 ●, Dot 2 ●, Dot 3 ●, Dot 4 ● und Dot 5 ●) gegen die Temperatur T aufgetragen. Wie zu sehen ist, sind die Signalhöhen in diesem Temperaturbereich innerhalb der Messfehler nahezu konstant, wodurch man die Signale den Kobaltkugeln analog zu Kapitel 5.2 zuordnen kann.

In Abbildung 5.5b sind die Koerzitivfeldstärken $\mu_0 H_C$ zu den Signalhöhen aus 5.5a gegen die Temperatur T aufgetragen. Zu sehen ist, dass die Koerzitivfeldstärken mit steigender Temperatur sinken, bis sie beim Erreichen der sogenannten „Blocking“-Temperatur T_B verschwinden. Bei dieser Temperatur reicht die thermische Energie bereits aus, dass die Magnetisierung über die Energiebarriere schaltet. Zur Abschätzung der „Blocking“-Temperaturen T_B sind in Abbildung 5.5b lineare Anpassungen an die Schaltfelder gezeigt, deren Schnittpunkte mit der x -Achse die „Blocking“-Temperaturen T_B sind. In der Literatur sind verschiedene Beschreibungen des thermischen Schaltfeldes gegeben [170–173, 192–194]. Diese vergleicht A. Neumann in seiner Arbeit [66]. Da hier nur ein kleiner Temperaturbereich betrachtet wird, wird eine lineare Anpassung als Näherung für eine Abschätzung von T_B benutzt. Die Werte von T_B sind in Tab. 5.3 für die einzelnen Kobaltkugeln, wie sie sich aus den linearen Anpassungen ergeben, angegeben. Wie in Kapitel 2.3 beschrieben, ist die Gleichung 2.28 eine Definition der „Blocking“-Temperatur T_B . Diese Gleichung kann nach der Anisotropiekonstanten K aufgelöst werden.

$$K = 25 \cdot \frac{k_B \cdot T_B}{V} \quad (5.1)$$

5.3 Temperaturabhängigkeit der Schaltfelder einzelner Kobaltkugeln

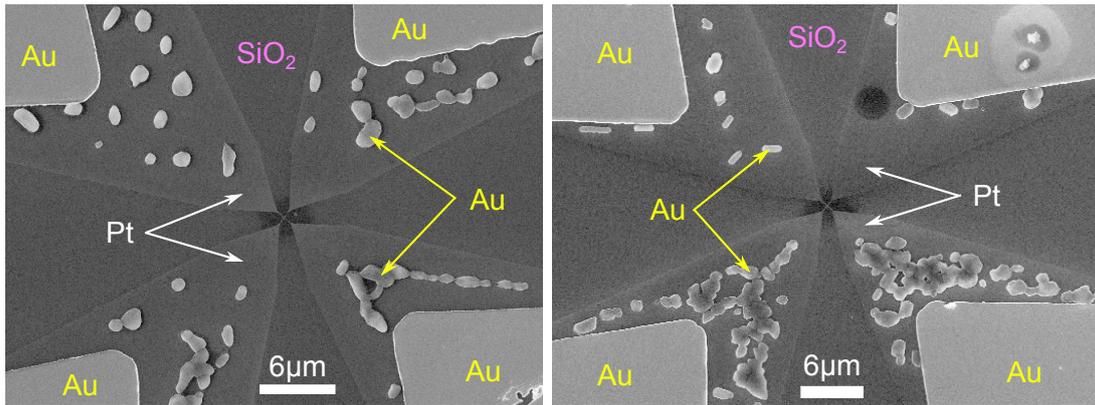


Abb. 5.6: Gezeigt sind SEM-Bilder von zwei verschiedenen Hall-Kreuzen mit den Platinzuleitungen und den Goldkontaktflächen. Zu sehen ist, dass auf den Platinzuleitungen Goldklumpen liegen, die teilweise miteinander verschmolzen sind. Diese Klumpen sind aus den Goldkontaktflächen auf das Platin diffundiert, was auf eine starke Erhitzung der Probe schließen lässt.

Mit den „Blocking“-Temperaturen und der Größenverteilung der Durchmesser der Kobaltkugeln von (10 ± 2) nm aus Kap. 3.3 lassen sich die Anisotropiekonstanten K der Kobaltkugeln nach Gl. 5.1 abschätzen, welche ebenfalls in Tabelle 5.3 aufgelistet sind. Die Fehler der Anisotropiekonstanten sind auf Grund der Unsicherheit der Größenverteilung so groß, da $K \propto d^3$ ist. An dieser Stelle stellt

	Dot 1	Dot 2	Dot 3	Dot 4	Dot 5
T_B (K)	$40,1 \pm 2,7$	$59,2 \pm 9,8$	$47,6 \pm 1,3$	$54,2 \pm 0,9$	$43,3 \pm 0,7$
K (kJ/m ³)	$25,7 \pm 13,8$	$37,9 \pm 21,2$	$30,4 \pm 16,3$	$34,6 \pm 18,5$	$27,7 \pm 14,8$

Tab. 5.3: Für die fünf Kobaltkugeln sind die „Blocking“-Temperaturen T_B aufgeführt, wie sie sich aus den linearen Anpassungen in Abb. 5.5b ergeben. Zusätzlich sind die abgeschätzten Anisotropiekonstanten K nach Gleichung 5.1 für den mittleren Durchmesser von $(10,1 \pm 1,8)$ nm angegeben.

sich die Frage, welche Art von Anisotropie die Kobaltkugeln besitzen. Auf Grund der Präparation wird eine zufällige Ausrichtung der Magnetisierung der Kobaltkugeln erwartet, da die Kobaltkugeln ohne Vorzugsrichtung auf den Platinfilm gelegt werden. Die winkelabhängigen Messungen (Kap. 5.4) legen eine uniaxiale Anisotropie nahe, deren leichte Achse nahe der Filmmormalen liegt und eine harte Achse senkrecht dazu.

Im Folgenden wird auf den Grund für die senkrechte Anisotropie eingegangen. In Abb. 5.6 sind zwei SEM-Bilder von verschiedenen Hall-Kreuzen mit den Goldkontaktflächen und den Platinzuleitungen abgebildet. Es ist zu sehen, dass sich auf den Platinzuleitungen Goldklumpen befinden, die teilweise miteinander verschmolzen sind. Bei der Herstellung der Hall-Kreuze wird eine maximale Temperatur von 160°C erreicht (siehe Kap. 3.3). Auf den Hall-Kreuzen ist nach der

Herstellung kein geschmolzenes Gold auf den Platinzuleitungen zu sehen gewesen. Daher ist die Probe bei einem späteren Prozessschritt stark erhitzt worden und das Gold ist aus den Kontaktflächen auf die Platinfläche diffundiert. Auf Grund der verschiedenen Prozessschritte ist die Erwärmung am wahrscheinlichsten beim einstündigen Wasserstoffplasma passiert, bei dem die Temperatur nicht bestimmt werden kann. Durch diese Erwärmung können sich mehrere Eigenschaften der Kobaltkugeln verändern. Zum einen kann sich die Form der Kobaltkugeln ändern, wodurch eine Formanisotropie entsteht. Eine zweite Möglichkeit ist, dass eine Co/Pt-Legierung an der Grenzfläche durch Diffusion entsteht, die eine senkrechte Anisotropie besitzt.

Um eine senkrechte Anisotropie durch eine Formänderung der Kugel zu einem verlängerten Ellipsoiden² zu erzeugen, muss die verlängerte Achse parallel zur z -Achse sein ($a_z > a_x$ und $a_x = a_y$). Die Formanisotropie für einen verlängerten Ellipsoiden ergibt sich aus der Differenz der Streufeldenergien (Gl. 2.8) zwischen einer Magnetisierung entlang der kurzen (a_x bzw. a_y) und der langen (a_z) Achse des Ellipsoiden. Mit Hilfe des Demagnetisierungstensors $\overset{\leftrightarrow}{N}$ und der Beziehung Gl. 2.9 ergibt sich für die Formanisotropie folgende Gleichung 5.2.

$$E_{\text{Form}} = E_{\text{Streu},x} - E_{\text{Streu},z} = \frac{\mu_0}{2} M_S^2 \cdot (N_x - N_z) \cdot V_{\text{Ellipsoid}} \quad (5.2)$$

Die Formanisotropiekonstante K_{Form} ergibt sich aus dem Quotienten E_{Form} und dem Volumen $V_{\text{Ellipsoid}}$ des Ellipsoiden.

$$K_{\text{Form}} = \frac{E_{\text{Form}}}{V_{\text{Ellipsoid}}} = \frac{\mu_0}{2} M_S^2 \cdot (N_x - N_z) \quad (5.3)$$

Für die Berechnung von K_{Form} werden die Demagnetisierungsfaktoren N_x ($= N_y$) und N_z für einen verlängerten Ellipsoiden benötigt, für die Osborn [195] die Gleichungen 5.4 und 5.5 angibt, wobei $m = a_z/a_x$ das Verhältnis der Achsen ist.

$$N_z = \frac{1}{m^2 - 1} \left[\frac{m}{2(m^2 - 1)^{1/2}} \cdot \ln \left(\frac{m + (m^2 - 1)^{1/2}}{m - (m^2 - 1)^{1/2}} \right) - 1 \right] \quad (5.4)$$

$$N_x = N_y = \frac{m}{2(m^2 - 1)} \left[m - \frac{1}{2(m^2 - 1)^{1/2}} \cdot \ln \left(\frac{m + (m^2 - 1)^{1/2}}{m - (m^2 - 1)^{1/2}} \right) \right] \quad (5.5)$$

In Abb. 5.7a) ist K_{Form} , berechnet nach Gl. 5.3, gegen das Verhältnis $m = a_z/a_x$ der Achsen des Ellipsoiden aufgetragen. Für eine Kugel ($m = 1$) ist $K_{\text{Form}} = 0$, da es keine Vorzugsrichtung gibt. Bei steigendem m steigt K_{Form} an, da die lange Achse (a_z) energetisch günstiger gegenüber der kurzen (a_x) wird. Für die Kobaltkugeln wird eine mittlere Anisotropiekonstante von $K = 31,3 \text{ kJ/m}^3$ (aus Tab. 5.3 gemittelt) bestimmt, was einer Formanisotropie für einen Ellipsoiden bei dem a_z um 7% größer ist als a_x ($m = 1,07$) entspricht. Hierbei muss das Kobalt in fcc-Struktur vorliegen, weil in hcp-Struktur die magneto-kristalline

5.3 Temperaturabhängigkeit der Schaltfelder einzelner Kobaltkugeln

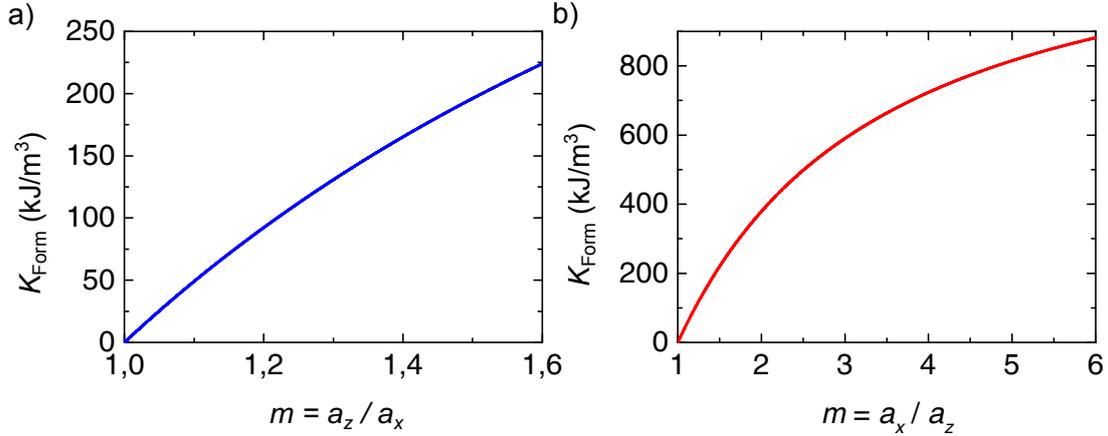


Abb. 5.7: Aufgetragen ist die Formanisotropiekonstante K_{Form} gegen das Verhältnis $m = a_z/a_x$ (a) bzw. $m = a_x/a_z$ (b) der Achsen des verlängerten (a) bzw. abgeplatteten (b) Ellipsoiden. Bei $m = 1$ liegt eine Kugel vor, wodurch die Form keine Vorzugsrichtung ($K_{\text{Form}} = 0$) besitzt. Für steigende Verzerrung (steigendes m) nimmt K_{Form} zu, da die lange Achse a) a_z bzw. b) a_x energetisch günstiger wird gegenüber der kurzen Achse a) a_x bzw. b) a_z .

Anisotropie dominant wäre. Eine andere mögliche Erklärung für die uniaxiale Anisotropie ist, dass das Kobalt in hcp-Struktur vorliegt. Die c-Achse müsste dann parallel zur Filmmormalen stehen. Bei Wärmebehandlungen (450°C) von dünnen Co-Filmen auf Pt(111) finden Ferrer et al.[196], dass sich die Kristallstruktur vom Kobalt von fcc zu hcp verändern kann. Für hcp-Kobalt finden sich für uniaxiale magnetokristalline Anisotropiekonstanten erster Ordnung bei Temperaturen von 4,2 K Werte von $K_1^{\text{hcp}} = 700\text{-}750 \text{ kJ/m}^3$ [94]. Diese sind damit um mehr als eine Größenordnung größer als die gefundene Anisotropiekonstante. Die Anisotropie könnte aber durch eine Formänderung der Kobaltkugeln zu einem abgeplatteten Ellipsoiden³ herabgesetzt werden, da die Form des abgeplatteten Ellipsoiden eine leichte Ebene der Magnetisierung in der xy -Ebene bevorzugt und eine harte Achse in z -Richtung. Die Formanisotropiekonstante wird analog zu Gl. 5.3 zum verlängerten Ellipsoiden bestimmt, allerdings sind beim abgeplatteten Ellipsoiden a_x und a_y die langen Achsen und a_z die kurze, weshalb $(N_z - N_x)$ berechnet wird. Die Gleichungen für die Demagnetisierungstensoren (N_x , N_y und N_z) des abgeplatteten Ellipsoiden gibt wiederum Osborn [195] mit

$$N_x = N_y = \frac{1}{2(m^2 - 1)} \left[\frac{m^2}{(m^2 - 1)^{1/2}} \cdot \arcsin \left(\frac{(m^2 - 1)^{1/2}}{m} \right) - 1 \right] \quad (5.6)$$

$$N_z = \frac{m^2}{(m^2 - 1)} \left[1 - \frac{1}{(m^2 - 1)^{1/2}} \cdot \arcsin \left(\frac{(m^2 - 1)^{1/2}}{m} \right) \right] \quad (5.7)$$

²engl. prolate spheroid

³engl. oblate spheroid

an. Hierbei ist $m = a_x/a_z$ das Verhältnis der langen zur kurzen Achse. In Abb. 5.7b) ist der Verlauf von K_{Form} gegen m für den abgeplatteten Ellipsoiden aufgetragen. Für steigendes m steigt K_{Form} , da die Ausrichtung der Magnetisierung in der xy -Ebene des abgeplatteten Ellipsoiden energetisch günstiger ist als in die z -Achse. Um die Kristallanisotropie von 750 kJ/m^3 auf die gemessene mittlere Anisotropie von 35 kJ/m^3 zu reduzieren, wird eine Formanisotropiekonstante von 715 kJ/m^3 benötigt. Dieses K_{Form} besitzt ein abgeplatteter Ellipsoid mit einem Verhältnis m von 3,92, bei dem die langen Achsen a_x und a_y 3,92 mal so lang sind wie die kurze a_z . Ausgehend von einer Co-Kugel mit einem Durchmesser von $d = (10,1 \pm 1,8) \text{ nm}$ (siehe Kap. 3.3) ergeben sich die Achsen für einen abgeplatteten Ellipsoiden mit einem Achsenverhältnis von 3,92 und dem gleichen Volumen wie eine Co-Kugel zu $a_x = a_y = 7,96 \text{ nm}$ und $a_z = 2,03 \text{ nm}$. Dies ist eine starke Verformung auf die im Folgenden eingegangen wird.

Han et al. [141] haben das Verhalten von Kobaltkugeln auf Pt (111)-Filmen bei verschiedenen Wärmebehandlungen (annealing) von $T = 200 \text{ }^\circ\text{C}$ bis $T = 500 \text{ }^\circ\text{C}$ untersucht. Die Kobaltkugeln sind mit derselben Herstellungstechnik produziert worden, wie die in dieser Arbeit verwendeten. Mittels AFM-Aufnahmen wird eine deutliche Abnahme des mittleren Durchmessers der Kobaltkugeln von 7 nm auf 6 nm nach einer Wärmebehandlungen von $500 \text{ }^\circ\text{C}$ beobachtet. Die Abnahme des Durchmessers wird durch Diffusion von Kobalt an den Korngrenzen erklärt und nicht durch starke Verformung der Kobaltkugeln, da XPS Messungen einen Abfall des Co 2p Signals im Vergleich zum Pt 4f Signal nach der Wärmebehandlung zeigen. Der Abfall des Signals bedeutet, dass sich weniger Kobaltatome in der Messtiefe des XPS befinden, was durch die Diffusion erklärt wird. Des Weiteren bestätigen TEM Aufnahmen die Abnahme des Durchmessers, wobei keine starke Verformung beobachtet wird. Daher ist die Verformung der Kobaltkugeln zu einem abgeplatteten Ellipsoiden mit einem Achsenverhältnis von ungefähr 4 zu 1 eher unwahrscheinlich.

Eine weitere Möglichkeit ist, dass sich durch die Wärmebehandlung eine CoPt-Legierung an der Grenzfläche bildet, die eine senkrechte Anisotropie erzeugt. Ferrer et al.[196] zeigen, dass es bei dünnen Co-Filmen (2 - 12 Atomlagen) auf Pt(111) zu Legierungsbildung bei Temperaturen von 550 K kommt. Eine starke senkrechte Anisotropie wird von Zeng et al.[197] bei der Legierungsbildung von CoPt bei einer Wärmebehandlung von 600 s bei $T = 750 \text{ }^\circ\text{C}$ gefunden, wobei die Legierung eine (111) Kristallstruktur ausbildet.

Bei den Untersuchungen von Han et al. [141] zeigen die Kobaltkugeln auf Pt(111) eine senkrechte Anisotropie. Durch Wärmebehandlungen wird die Koerzitivfeldstärke nicht wesentlich beeinflusst, weshalb eine weitere Legierungsbildung vernachlässigbar ist. Ein starker Anstieg der Koerzitivfeldstärke von 25 mT auf 110 mT (Messung bei 12 K) wird von Han et al. bei Kobaltkugeln auf Pt(100) nach einer 30 min ütigen Wärmebehandlung bei $300 \text{ }^\circ\text{C}$ beobachtet, da es hier zu Legierungsbildungen bei der Wärmebehandlung kommt. Die in dieser Arbeit unter-

5.4 Winkelabhängiges Schaltverhalten einzelner Kobaltkugeln

suchten Kobaltkugeln zeigen bei 10 K Koerzitivfeldstärken von 40-125 mT (siehe Abb. 5.5b), die damit in vergleichbarer Größenordnung liegen. Daher kann eine Legierungsbildung an der Grenzfläche die senkrechte Anisotropie der Kobaltkugeln erklären. Die in dieser Arbeit verwendeten Platinfilme haben kleinere Korngrößen von (11 ± 2) nm [125], während die von Han et al. verwendeten Pt(111) Filme Korngrößen von 20-30 nm besitzen, weshalb es zu unterschiedlicher Legierungsbildung kommen kann.

Die Kobaltkugeln besitzen eine senkrechte Anisotropie, deren Ursprung nicht genau geklärt werden kann. Sowohl eine Verformung um 7% zu einem verlängerten Ellipsoiden als auch eine Legierungsbildung an der Grenzfläche durch eine Wärmebehandlung beim Wasserstoffplasma sind möglich, wobei das Kobalt wahrscheinlich in fcc-Struktur gewachsen ist, wodurch die kristalline Anisotropie keinen Einfluss hat. Eine Legierungsbildung führt zusätzlich zu einem besseren Stromfluss durch die Kobaltkugeln, was für die Messungen von Vorteil ist. Im nächsten Kapitel wird die Winkelabhängigkeit der Schaltfelder der identifizierten Kobaltkugeln untersucht und die Ergebnisse mit den Anisotropien aus diesem Kapitel verglichen.

5.4 Winkelabhängiges Schaltverhalten einzelner Kobaltkugeln

In diesem Kapitel wird die Winkelabhängigkeit der Schaltfelder von einzelnen Kobaltkugeln bei 2 K untersucht und mit verschiedenen Modellen zur Magnetisierungsumkehr aus der Literatur verglichen. Bei den Messungen wird das Hall-Kreuz aus Kapitel 5.2 verwendet und die Schaltfelder der identifizierten Kobaltkugeln ausgewertet. Der Winkel θ zwischen angelegtem Magnetfeld $\mu_0 H$ und der Filmmormalen wird variiert und bei jedem Winkel werden mindestens fünf Hysteresen gemessen. Die Rate, mit der das Magnetfeld variiert wird, ist bei diesen Messungen nicht konstant, da die Schaltfelder in der Hall-Kreuzebene ($\theta = 85^\circ$ bis 120°) stark ansteigen, wodurch bei diesen Winkeln höhere Raten (0,4 T/min) gewählt werden, um die Messzeit zu reduzieren. Bei allen anderen Winkeln wird eine Rate von 0,1 T/min verwendet. Die Schaltfelder sind abhängig von der Rate (siehe Gl. 4.2). Dies wurde von S. Heße in seiner Arbeit [133] bei Raumtemperatur untersucht und ein Anstieg der Schaltfelder wurde zu höheren Raten gefunden. Der Einfluss der Rate auf die Schaltfelder wird in dieser Arbeit vernachlässigt, da die Messungen bei 2 K durchgeführt werden. Erhöhte Schaltfelder bei der größeren Rate sind allerdings nicht ausgeschlossen.

In Abb. 5.8 sind für vier verschiedene Winkel θ (45° , 75° , 90° und 120°) einzelne Magnetsierungskurven abgebildet. Aufgetragen ist die gemessene Hall-Spannung U_{Hall} gegen das externe Magnetfeld $\mu_0 H$. Die Änderung des Magnetfeldes wird durch die farbigen Pfeile angegeben. Zu sehen ist, dass die Magnetsierungskurven

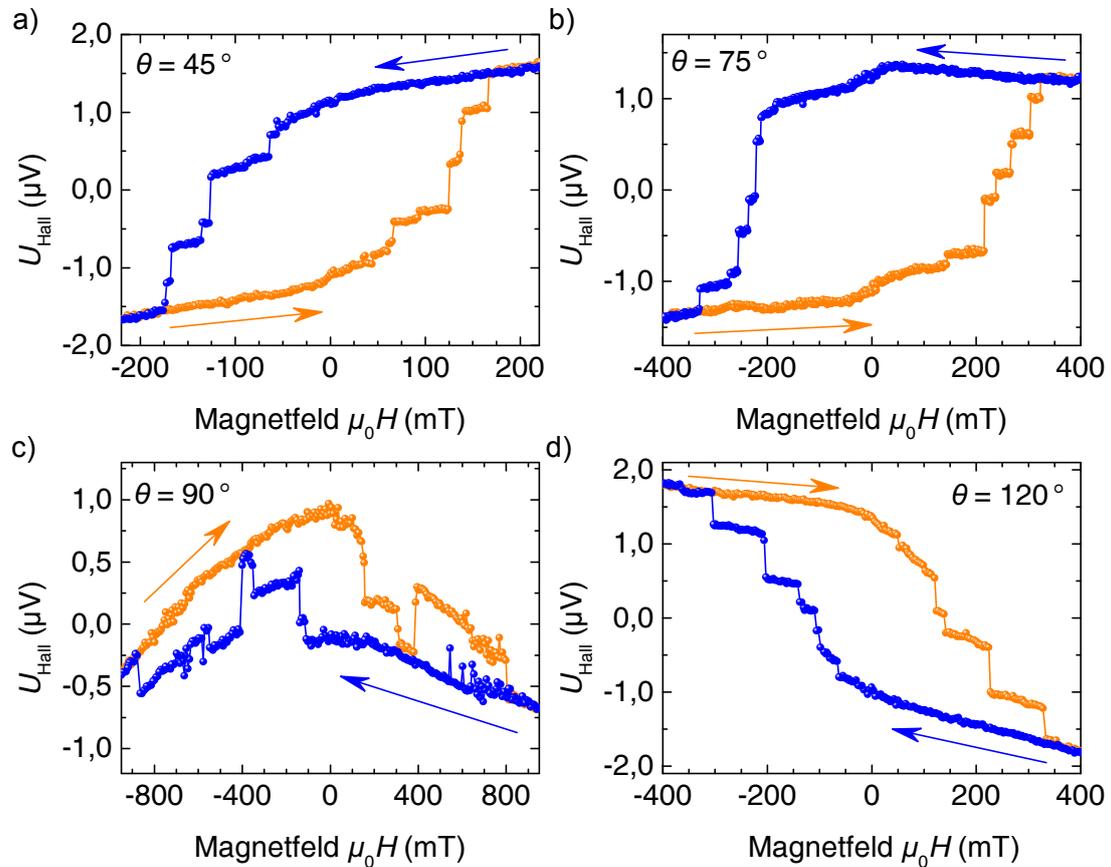


Abb. 5.8: Gezeigt sind einzelne Magnetisierungskurven für verschiedene Winkel θ (a) 45° , b) 75° , c) 90° und d) 120°) des Magnetfeldes zur Filmmormalen. Aufgetragen wird die gemessene Hall-Spannung U_{Hall} gegen das externe Magnetfeld $\mu_0 H$, wobei die Änderung des Magnetfeldes durch die Pfeile angegeben wird. Zu sehen ist, dass die Sprünge bei den Magnetisierungskurven bei 0° (Abb. 5.3b), bei 45° (a) und bei 75° (b) das gleiche Vorzeichen haben und nur die Schaltfelder bei größeren Winkeln ansteigen. Die Sprünge der Magnetisierungskurve bei 120° (d) haben ebenfalls alle die gleiche Richtung, allerdings sind die Vorzeichen im Vergleich zu den Messungen bei 0° , 45° und 75° für die beiden Richtung der Magnetfeldänderung vertauscht, da die harten Achsen der Kobaltkugeln überschritten sind, was zu unterschiedlichen M_z bei hohen Magnetfeldern ($|\mu_0 H| > 350 \text{ mT}$) führt. In der Magnetisierungskurve bei 90° (c) treten Sprünge mit unterschiedlichen Vorzeichen auf, da für einige Kobaltkugeln ihre harte Achse überschritten ist. Die Krümmung der Kurve entsteht durch das Herausdrehen der Magnetisierung aus der leichten Achse in die Messebene, wodurch sich M_z und proportional dazu U_{Hall} ändert. Dies führt außerdem zu einer Verringerung des Sprungsignals um die harte Achse, was in Abb. 5.9 für die einzelnen Kobaltkugeln zu sehen ist. Die Sprungfelder der Kobaltkugeln werden für beide Richtungen der Magnetfeldänderung gemittelt und sind für die Kobaltkugeln (Dot 1 bis Dot 4) in Abb. 5.10 gegen den Winkel θ aufgetragen.

5.4 Winkelabhängiges Schaltverhalten einzelner Kobaltkugeln

bei 45° (Abb. 5.8a) und 75° (Abb. 5.8b) die gleiche Form wie die Magnetisierungskurve bei 0° (Abb. 5.3b) haben. Alle auftretenden Sprünge in der Hall-Spannung haben das gleiche Vorzeichen, während lediglich die Schaltfelder deutlich zu höheren Winkeln ansteigen. Die Form der Magnetisierungskurve bei 90° (Abb. 5.8c) unterscheidet sich deutlich von den vorherigen. Die auftretenden Sprünge haben unterschiedliche Vorzeichen, da für einzelne Kobaltkugeln bereits die harte Achse überschritten ist, wodurch sich die Ausrichtung der Magnetisierung für hohe Magnetfelder ändert. Außerdem ist die Magnetisierungskurve im Vergleich zu der Messung bei 75° deutlich gekrümmt. Diese Krümmung der Kurve entsteht durch das kohärente Herausdrehen der Magnetisierung der Kobaltkugeln aus ihrer leichten Richtung in die Filmebene bei steigendem Magnetfeld, wodurch das Hall-Signal abnimmt, da es proportional zur z -Komponente der Magnetisierung (M_z) ist. Die auftretende Krümmung der Magnetisierungskurve ist in den theoretischen Hysteresen des SW-Modells in Abb. 2.1a zu sehen.

Das Herausdrehen der Magnetisierung spiegelt sich ebenfalls in den Signalhöhen der einzelnen Kobaltkugeln wieder. In Abb. 5.9 sind die Signalhöhen ΔU_{Hall} der einzelnen Kobaltkugeln gegen den Winkel θ des Magnetfeldes aufgetragen. Zu sehen ist, dass die Signale der einzelnen Kobaltkugeln, um die jeweiligen harten Achsen (80° bis 100°) herum, abnehmen. Besonders deutlich ist dies bei den Kobaltkugeln Dot 2 (●) und Dot 4 (●) zu sehen. Die Abnahme der Signale ergibt sich durch die Abnahme von ΔM_z , da die Magnetisierung vor und nach der Magnetisierungsumkehr aus der leichten Richtung in Richtung des Magnetfeldes (bei 90° ist dies die Filmebene) gedreht wird, was die Projektion von \vec{M} auf die z -Richtung (M_z) jeweils reduziert.

In der Magnetisierungskurve bei 120° (Abb. 5.8d) haben wieder alle Sprünge das gleiche Vorzeichen, was bedeutet, dass M_z aller Kobaltkugeln bei hohen Magnetfeldern ($|\mu_0 H| > 350 \text{ mT}$) die gleiche Polarität besitzen. Außerdem besitzt die Hall-Spannung im Vergleich zu den Messungen bei 0° , 45° und 75° bei hohen Magnetfeldern ($|\mu_0 H| > 350 \text{ mT}$) ein anderes Vorzeichen, was bedeutet, dass M_z der Kobaltkugeln in die entgegengesetzte Richtung zeigen, da die harten Achsen aller Kobaltkugeln überschritten sind.

Aus den Magnetisierungskurven werden die Schaltfelder der Kobaltkugeln für beide Magnetfeldrichtungen gemittelt und über die Sprunghöhen (siehe Abb. 5.9) zugeordnet.

In Abbildung 5.10 sind die Schaltfelder $\mu_0 H_C$ der Kobaltkugeln (a) Dot 1, (b) Dot 2, (c) Dot 3 und (d) Dot 4 gegen den Winkel θ des Magnetfeldes zur Filmmormalen aufgetragen. Im Anhang ist die Schaltfeldverteilung für Dot 5 Abb. 6.2 abgebildet. Zu sehen ist, dass die Schaltfelder jeweils zur harten Achse ($\approx \pm 90^\circ$) stark ansteigen, während sie in Richtung der leichten Achse ($\approx 0^\circ$) ein ausgedehntes Minimum ausbilden. Dies steht im Widerspruch zum SW-Modell (siehe Abb. 2.3), bei dem die Koerzitivfeldstärke in harter und leichter Achse ein Maximum hat. Daher ist es unwahrscheinlich, dass die Ummagnetisierung der

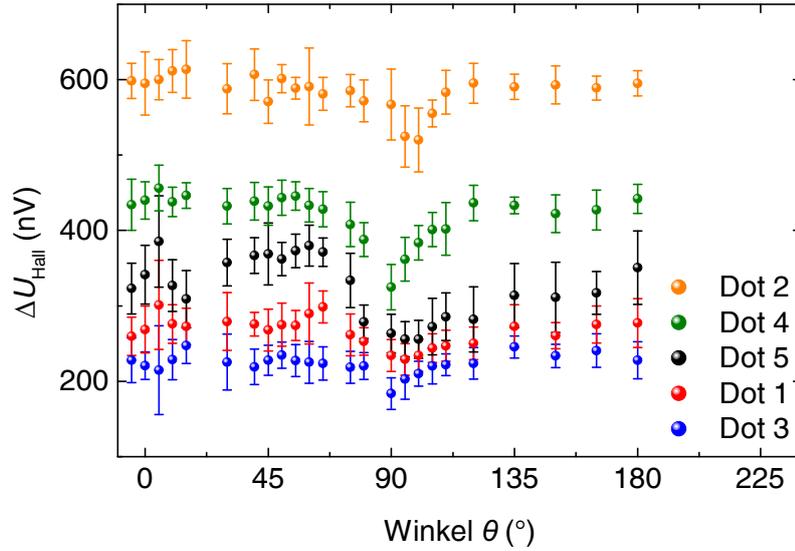


Abb. 5.9: Aufgetragen sind die Signalhöhen ΔU_{Hall} der Kobaltkugeln (Dot 1 ●, Dot 2 ●, Dot 3 ●, Dot 4 ● und Dot 5 ●) gegen den Winkel θ des Magnetfeldes. Zu sehen ist, dass die Signale der einzelnen Kobaltkugeln, um die jeweiligen harten Achsen (80° bis 100°) herum, abnehmen. Dies ist besonders deutlich bei Dot 2 (●) und Dot 4 (●).

Kobaltkugeln über kohärente Rotation nach dem SW-Modell erfolgt.

Die Form der Schaltfeldverteilungen sieht dem Verhalten für Domänenwandnukleation ähnlich. Kondorsky [102] gibt für den Verlauf der winkelabhängigen Schaltfelder nachfolgende Gleichung 5.8 an.

$$\mu_0 H_{sw}(\theta) = \frac{\mu_0 H_{sw}(0^\circ)}{\cos \theta} \quad (5.8)$$

In Abb. 5.10 ist Gl. 5.8 an den Verlauf der Messwerte angepasst. Zu sehen ist, dass die Anpassung für Winkel nahe der harten Achsen ($\approx 90^\circ$) von den Messwerten abweicht. Die Kobaltkugeln sind eindomänig. Wernsdorfer [198] gibt an, dass ein Umschalten durch Domänenwandnukleation erst wahrscheinlich wird, wenn mindestens zwei Dimensionen des magnetischen Partikels viel größer als die Domänenwandbreite⁴ sind. Für eine Blochwand bzw. eine Néelwand findet sich für die Domänenwandbreite folgender Ausdruck $\delta_B = \pi \sqrt{A/K}$ bzw. $\delta_N = \pi \sqrt{2A/(\mu_0 M_S^2)}$ [120]. Für hcp-Kobalt mit $K_1^{\text{hcp}} = 700 \text{ kJ/m}^3$ [94] ergibt sich damit eine kleinste Wandbreite von $\delta_B \approx 21 \text{ nm}$ und für kleinere Anisotropien steigt die Domänenwandbreite an, während sich für eine Néelwand eine Breite von $\delta_N \approx 15 \text{ nm}$ ergibt. Die Wandbreiten sind deutlich größer als der mittlere Durchmesser der Kobaltkugeln, weshalb ein Umschalten durch Domänenwandnukleation auszuschließen ist.

⁴domain wall width

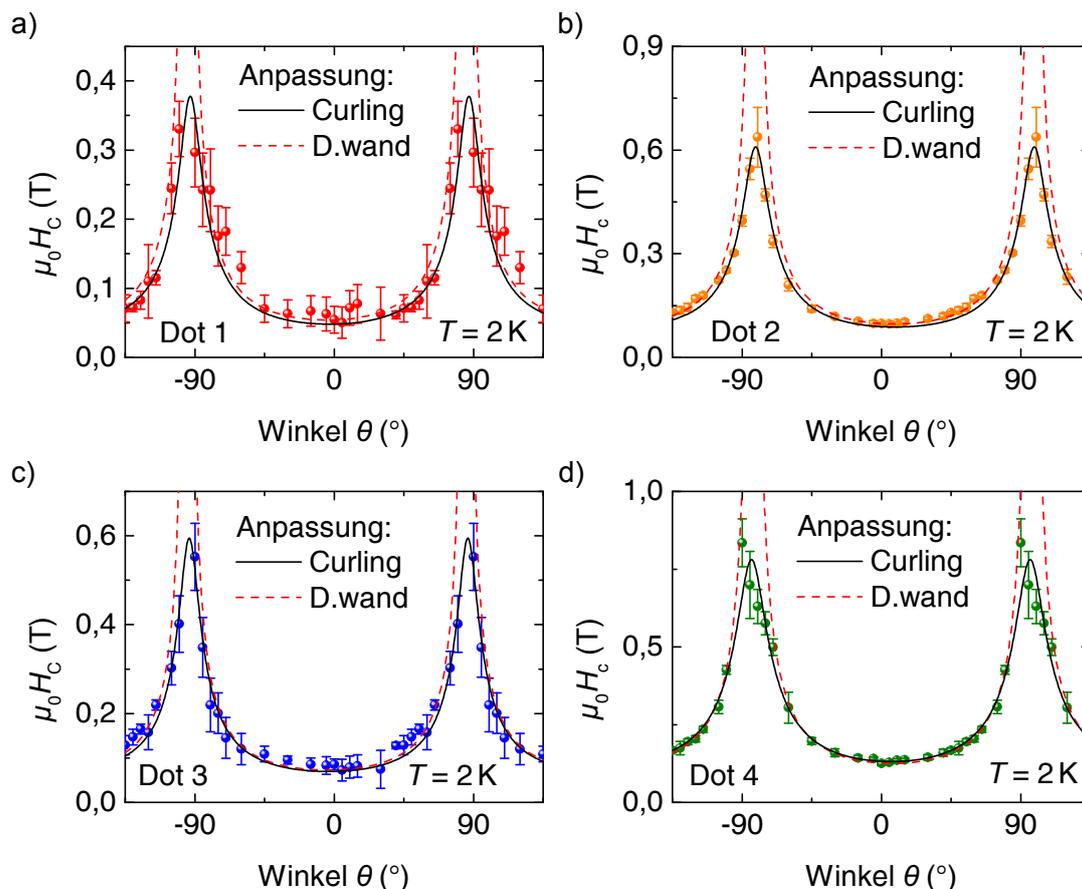


Abb. 5.10: Aufgetragen sind die Schaltfelder $\mu_0 H_C$ gegen den Winkel θ des Magnetfeldes zur Filmmormalen für die Kobaltkugeln (a) Dot 1, (b) Dot 2, (c) Dot 3 und (d) Dot 4. Zu sehen ist, dass $\mu_0 H_C$ zu den harten Achsen ($\pm 90^\circ$) stark ansteigt und um die leichte Achse (0°) ein breites Minimum ausbildet. An die Schaltfelder ist zum einen die Winkelabhängigkeit des Schaltfeldes für Domänenwandnukleation (---) nach Gl. 5.8 und zum anderen für Curling (—) nach Gl. 5.9 für einen verlängerten Ellipsoiden angepasst.

Für eindomänige Partikel existiert, wie in Kapitel 2.2.3 beschrieben, neben der kohärenten Rotation eine zweite Mode für den Ummagnetisierungsprozess, die als Curling bezeichnet wird. Für eindomänige Partikel die größer sind als der kritische Radius ist der favorisierte Ummagnetisierungsprozess Curling. Damit sind die hier untersuchten Kobaltkugeln mit $R = 5$ nm größer und der Umschaltprozess kann über Curling geschehen. Durch mikromagnetische Simulationen werden kleinere Werte für A von (13-15) pJ/m [199, 200] bzw. (22-33) pJ/m [201] erwartet, was mit Gl. 2.25 zu kleineren Radien R_0 von (2,2-2,3) nm bzw. (2,9-3,6) nm führt. Für eine Kugel mit einer uniaxialen Anisotropie gibt es in der Literatur keine Beschreibung für die Abhängigkeit des Nukleationsfeldes vom Winkel des Magnetfeldes. Für einen verlängerten, homogenen und isotropen ferromagnetischen Ellipsoiden gibt Aharoni [99] einen Ausdruck für die Abhängigkeit des Nukleationsfeldes $\mu_0 H_n$

Kapitel 5 Magnetisierungsverhalten einzelner Co-Kugeln ($\varnothing < 10 \text{ nm}$)

Dot	$m = a_z/a_x$	$S = R/R_0$	$D \text{ (nm)}$	$\theta_0 \text{ (}^\circ\text{)}$	$K_{\text{Form}} \text{ (kJ/m}^3\text{)}$
1	$1,048 \pm 0,004$	$1,461 \pm 0,003$	$10,14 \pm 0,01$	$3,0 \pm 0,9$	$24,4 \pm 2,1$
2	$1,081 \pm 0,002$	$1,475 \pm 0,001$	$10,24 \pm 0,01$	$-8,7 \pm 0,3$	$39,9 \pm 0,6$
3	$1,077 \pm 0,003$	$1,475 \pm 0,002$	$10,24 \pm 0,01$	$3,6 \pm 0,3$	$38,2 \pm 1,4$
4	$1,107 \pm 0,004$	$1,486 \pm 0,002$	$10,31 \pm 0,01$	$-6,1 \pm 0,4$	$52,2 \pm 1,8$
5	$1,042 \pm 0,001$	$1,453 \pm 0,001$	$10,09 \pm 0,01$	$5,5 \pm 1,1$	$21,4 \pm 0,5$

Tab. 5.4: Zu den Kobaltkugeln (Dot 1 bis Dot 5) sind das Achsenverhältnis $m = a_z/a_x$, $S = R/R_0$ und θ_0 , wie sie sich aus den Anpassungen nach Gl. 5.9 in Abb. 5.10 ergeben, angegeben. Der Durchmesser D der Kobaltkugeln ergibt sich nach $S = \frac{R}{R_0}$ mit Gl. 2.25 für $A = 31,4 \text{ pJ/m}^3$. K_{Form} des Ellipsoiden berechnet sich nach Gl. 5.3 mit $N_x(m)$ (Gl. 5.5) und $N_z(m)$ (Gl. 5.4).

vom Winkel θ des Magnetfeldes zur langen Achse an.

$$\mu_0 H_n = 2\pi \cdot \mu_0 \cdot M_s \frac{\left(2N_z - \frac{k}{S^2}\right) \left(2N_x - \frac{k}{S^2}\right)}{\sqrt{\left(2N_z - \frac{k}{S^2}\right)^2 \sin^2(\theta - \theta_0) + \left(2N_x - \frac{k}{S^2}\right)^2 \cos^2(\theta - \theta_0)}} \quad (5.9)$$

Hierbei sind N_x und N_z die Demagnetisierungsfaktoren, wobei die z -Achse die verlängerte Achse ist. Für einen verlängerten Ellipsoiden sind sie durch Gl. 5.4 und Gl. 5.5 gegeben. k ist eine monoton fallende Funktion die vom Achsenverhältnis abhängt [75, 202], welche für einen unendlichen Zylinder 1,079 und für eine Kugel 1,379 beträgt. S gibt das Verhältnis R/R_0 an, wobei R der Radius der kleineren Achse des Ellipsoiden ist.

Wird eine zusätzliche uniaxiale Anisotropie entlang der langen Achse eingeführt, muss das Problem numerisch gelöst werden [99]. Aharoni [99] findet dabei, dass eine uniaxiale Anisotropie entlang der langen Achse den gleichen Einfluss hat wie die Veränderung des Achsenverhältnisses des Ellipsoiden. Daher werden die Kobaltkugeln als ein verlängerter Ellipsoid betrachtet, dessen Achsenverhältnis durch die uniaxiale Anisotropie entsteht. An die Schaltfelder in Abb. 5.10 wird Gl. 5.9 angepasst mit $k = 1,379$ und $M_S = 1,44 \cdot 10^6 \text{ A/m}$. Für die Anpassung werden N_x und N_z durch Gl. 5.5 und Gl. 5.4 ersetzt, wodurch das Achsenverhältnis $m = a_z/a_x$ als Anpassungsparameter dient. Die weiteren Anpassungsparameter sind S und θ_0 . In Tab. 5.4 sind zu den Kobaltkugeln Dot 1 bis Dot 5 die Anpassungsparameter m , S und θ_0 , wie sie sich aus den Anpassungen in Abb. 5.10 ergeben, angegeben. Der Durchmesser D der Kobaltkugeln ergibt sich durch $S = \frac{R}{R_0}$ mit Gl. 2.25 für $A = 31,4 \text{ pJ/m}^3$ [95]. Der mittlere Durchmesser ist allerdings zu groß. Da in der Literatur auch kleinere Austauschsteifigkeiten A für Kobalt zu finden sind, als der für die Berechnung von D verwendete Wert, sind auch kleinere Durchmesser zu erklären.

Aus m ergeben sich die Demagnetisierungsfaktoren N_x und N_z , mit denen sich die Formanisotropie K_{Form} mit Gl. 5.3 des Ellipsoiden berechnen lässt. In Abb. 5.11 ist ein Vergleich der hier bestimmten Formanisotropiekonstanten K_{Form}

(●) mit den in Kap. 5.3 durch Bestimmen der „Blocking“-Temperatur abgeschätzten Anisotropiekonstanten $K_{\text{mess.}}$ (●) der Kobaltkugeln zu sehen. Es zeigt sich, dass die Anisotropien innerhalb der Fehler sehr gut übereinstimmen. Lediglich K_{Form} der Kobaltkugel Dot 4 liegt gerade noch innerhalb des Fehlers von $K_{\text{mess.}}$. Die großen Fehler der Anisotropiekonstanten aus Kap. 5.3 entstehen durch die Ungenauigkeiten des mittleren Durchmessers, da K proportional zu D^{-3} ist.

N. Ntallis und K.G. Efthimiadis [203] haben mikromagnetische Simulationen zum Umschaltverhalten von kugelförmigen ferromagnetischen Partikeln mit einer uniaxialen Anisotropie durchgeführt. Hierbei liegt das Magnetfeld unter verschiedenen Winkeln zur Anisotropieachse an und die Größe der Partikel wird variiert. Die Simulationsergebnisse zeigen, dass drei verschiedene Umschaltmechanismen in Abhängigkeit von der Größe beobachtet werden. Kleine Kugeln $R < 3,6 \cdot l$ (mit $l = \sqrt{A/\mu_0 M_S^2}$ Austauschlänge) zeigen kohärente Rotation (SW-Modell), während mittelgroße Kugeln ($3,6 \cdot l < R < 6 \cdot l$) inkohärente Rotation („Curling“) zeigen. Für große Kugeln ($6 \cdot l < R$) erfolgt der Umschaltprozess über Domänenwandnukleation. Die Simulationen legen nahe, dass Kobaltkugeln bis 12,3 nm ($3,6 \cdot R_0$) SW-Verhalten zeigen sollten. Dies steht im Widerspruch zu den gemessenen Verläufen der Schaltfelder, da diese deutlich kein SW-Verhalten zeigen.

Krone et al. [204] messen Schaltfelder von rechteckigen Co/Pt-Nanostrukturen mit verschiedenen Kantenlängen von 40 nm bis 200 nm und vergleichen die Ergebnisse mit mikromagnetischen Simulationen.

Kikuchi et al. [58] haben die winkelabhängigen Schaltfelder eines zylindrischen FePt Nanopunktes mit einem Durchmesser von 60 nm und einer Höhe von 10 nm gemessen. Die Schaltfelder zeigen, wie die hier gemessenen Kobaltkugeln, ein Verhalten, welches deutlich vom SW-Modell abweicht. Auf Grund der Größe des Nanopunktes und der Abweichung vom Modell der Domänenwandnukleation ($\cos^{-1}\theta$ -Verhalten) geht Kikuchi von einer inkohärenten Magnetisierungsumkehr aus, die von Aharoni als „Curling“ beschrieben wird.

Insgesamt lässt sich für die Untersuchungen des winkelabhängigen Schaltverhaltens zusammenfassen, dass die Ummagnetisierung der Kobaltkugeln über Curling geschieht, da die Kugeln zu klein für Domänenwandnukleation sind und das Verhalten nicht dem SW-Modell entspricht. Die aus den Anpassungen bestimmten Anisotropiekonstanten K_{Form} und Durchmesser D liefern konsistente Ergebnisse zu den in Kap. 5.3 mit Hilfe der „Blocking“-Temperatur T_B abgeschätzten $K_{\text{mess.}}$ und durch AFM-Messungen bestimmten mittleren Durchmesser von $(10,1 \pm 1,8)$ nm.

5.5 Zusammenfassung und Ausblick

In diesem Kapitel der Arbeit werden Kobaltkugeln auf Platin untersucht. Die Herstellung der Proben erfolgt in Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe von

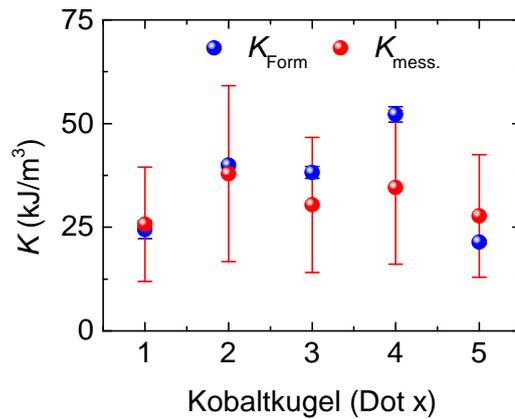


Abb. 5.11: Abgebildet sind die Formanisotropie K_{Form} (●) und die in Kap. 5.3 bestimmte Anisotropiekonstante $K_{\text{mess.}}$ (●) gegen die einzelnen Kobaltkugeln. Zu sehen ist, dass die Anisotropiekonstanten innerhalb der Fehler gut übereinstimmen. Die großen Fehler von $K_{\text{mess.}}$ entstehen durch die Unsicherheit des mittleren Durchmesser, da $K_{\text{mess.}} \propto D^{-3}$ ist.

Professor Farle der Universität Duisburg/Essen⁵, die die Kobaltkugeln herstellen und auf das Platin aufbringen. Dies ist in Kap. 3.3 beschrieben.

Im ersten Teil wird ein großes Ensemble von Kobaltkugeln (Kap. 5.1) mit einem Durchmesser von (7 ± 2) nm untersucht, um die generelle Nutzbarkeit der Messtechnik zu testen. Die Messungen bei verschiedenen Temperaturen (2 K bis 100 K) zeigen, dass die Magnetisierung der Kobaltkugeln mit Hilfe des AHE messbar sind. Weitere Untersuchungen an dem Ensemble werden nicht vorgenommen, da das gemessene Signal einen großen superparamagnetischen Untergrund besitzt, der durch magnetische Verunreinigungen des Platins entsteht. Außerdem ist das Ziel der Kooperation die Messung der Magnetisierung von einzelnen Kobaltkugeln.

Hierfür sind Kobaltkugeln mit einem mittleren Durchmesser von $(10,1 \pm 1,8)$ nm auf ein 5 nm dicken Hall-Kreuz aus Platin mit einer Stegbreite von 120 nm platziert. Die Struktur ist in Abb. 5.3a abgebildet und Magnetisierungskurven (siehe Abb. 5.3b) zeigen einzelne Sprünge in der Hall-Spannung, die durch die Magnetisierungsumkehr der Kobaltkugeln auf dem Hall-Kreuz entstehen. Durch die Anwendung des von Neumann et al. [64] entwickelten Verfahrens ist eine eindeutige Zuordnung von fünf Hall-Signalen zu ihren Kobaltkugeln möglich. Die nötigen „Eckmessungen“ sind in Abb. 5.4 abgebildet.

Von den fünf identifizierten Kobaltkugeln werden dann die Schaltfelder temperaturabhängig gemessen. Hierdurch kann auf die „Blocking“-Temperaturen der Kobaltkugeln geschlossen werden. Aus den „Blocking“-Temperaturen und dem mittleren Durchmesser der Kobaltkugeln lassen sich die Anisotropiekonstanten der Kobaltkugeln abschätzen, wodurch sich eine mittlere Anisotropiekonstante von $K = 31,3 \text{ kJ/m}^3$ ergibt. Aus den winkelabhängigen Schaltfeldverteilungen (Abb.

⁵<https://www.uni-due.de/agfarle/>

5.10) zeigt sich, dass die Kobaltkugeln eine uniaxial Anisotropie mit der Achse parallel zur Filmmormalen besitzen. Der Ursprung dieser senkrechten Anisotropie kann nicht genau geklärt werden. Bei der Herstellung ist die Probe einer ungewollten Wärmebehandlung unterzogen worden, wodurch Gold aus den Kontaktflächen auf die Platinzuleitungen diffundiert ist (siehe Abb. 5.6). Hierdurch sind sowohl eine Verformung der Kobaltkugeln um 7% zu einem verlängerten Ellipsoiden mit der langen Achse in z -Richtung als auch eine Legierungsbildung an der Grenzfläche möglich. Beides würde eine senkrechte Anisotropie erzeugen. Eine Legierungsbildung führt zusätzlich zu einem besseren Stromfluss durch die Kobaltkugeln, was für die Messungen von Vorteil wäre, da die anormale Hall-Spannung proportional zum Strom ist.

Im letzten Teil werden die winkelabhängigen Schaltfeldverteilungen gemessen und mit theoretischen Modellen angepasst. Generell sind drei Ummagnetisierungsprozesse (SW-Modell, Curling und Domänenwandnukleation) für die Kugeln dieser Größe und Anisotropie vorstellbar. Da der Verlauf der gemessenen winkelabhängigen Schaltfelder nicht zu den Charakteristiken des SW-Modells passt, kann das SW-Modell ausgeschlossen werden. Curling und Domänenwandnukleation werden an die gemessenen Schaltfelder angepasst, wobei die Anpassung nach dem Curling Modell besser passt. Zusätzlich liefern Abschätzungen über kritische Radien Indizien für Curling, da die Kobaltkugeln zu klein für Domänenwandnukleation sind. Die aus den Curling-Anpassungen bestimmten Anisotropiekonstanten K_{Form} und Durchmesser D (10,2 nm) liefern konsistente Ergebnisse zu den in Kap. 5.3 mit Hilfe der „Blocking“-Temperatur abgeschätzten K_{mess} . (siehe Abb. 5.11) und durch AFM-Messungen bestimmten mittleren Durchmesser von $(10,1 \pm 1,8)$ nm.

In zukünftigen Untersuchungen wäre es interessant, ob der Übergang von Curling zu SW-Verhalten bei kleineren Kobaltkugeln messbar ist. Beim Umschalten der Magnetisierung durch kohärente Rotation (SW-Verhalten) von kleineren Kobaltkugeln ist es wissenswert, ob ein idealer SW-Astroid (siehe Abb. 2.3) vorliegt oder ob es durch verschiedene Anisotropieachsen zu Verzerrungen der Schaltfeldastroide kommt, wie bei dem Nanodot im zweiten Teil der Arbeit.

Des Weiteren wäre die Herstellung von Hall-Kreuzen mit nur einer Kobaltkugel denkbar, um das magnetische Moment im superparamagnetischen Regime nach Kap. 2.4 zu bestimmen und mit den Größen aus AFM-Messungen zu vergleichen.

Messungen an Ensemble von Kobaltkugeln wären denkbar, wenn die Verunreinigungen im Platin bei der Herstellung vermieden werden.

Die in dieser Arbeit untersuchten Kobaltkugeln besitzen eine uniaxiale Anisotropie mit der Achse parallel zur Filmmormalen auf Grund der Wärmebehandlung bei der Herstellung. Durch Eliminierung der ungewollten Wärmebehandlung sollten Kobaltkugeln entstehen, die eine zufällig verteilte Magnetisierungsrichtung besitzen. An solchen Proben müsste die Nutzbarkeit der Messtechnik nochmals getestet werden, da die Wärmebehandlung vielleicht den Stromfluss durch die Kobaltkugeln erst ermöglicht.

Anhang

6.1 Einfachlage

ϕ (°)	Steigung a (10^{-22} J/T)	\widetilde{KV} (10^{-20} J)	$E_{\text{h.p.}}(\phi) - E_{\text{e.a.}}$ (10^{-20} J)
0	$-519,5 \pm 0,9$	$22,50 \pm 0,07$	22,50
30	$-518,5 \pm 0,9$	$22,42 \pm 0,07$	22,42
45	$-517,5 \pm 0,9$	$22,34 \pm 0,07$	22,34
60	$-516,4 \pm 0,9$	$22,26 \pm 0,07$	22,26
90	$-515,4 \pm 0,9$	$22,18 \pm 0,07$	22,18

Tab. 6.1: Zu den Winkeln ϕ in der harten Ebene des Magnetfeldes sind die Steigungen der Geraden aus Abbildung 4.19a angegeben. Mit den Steigungen wird \widetilde{KV} über die Gleichung 4.10 berechnet, wobei die Steigungen $k_{\text{B}}Ta$ entsprechen und $m = 8,143 \cdot 10^{-19} \text{ Am}^2$ bzw. $\mu_0 H = 0,2 \text{ T}$ sind. Außerdem ist die Energiedifferenz $E_{\text{h.p.}}(\phi) - E_{\text{e.a.}}$ zwischen der Energie in der harten Ebene und in leichter Richtung ohne Magnetfeld zu den Winkel ϕ angegeben.

ϕ (°)	$\theta_{\text{h.p.}}(\phi)$ (°)	Steigung $c(\phi)$ (10^{-21} J/°)	$m(\phi)$ (10^{-19} Am ²)
0	97,8	5,299	8,143
30	96,8	5,284	8,117
45	95,5	5,268	8,091
60	93,9	5,253	8,065
75	92,0	5,242	8,046
90	90,0	5,238	8,039

Tab. 6.2: Bei dem Verkipfungswinkel $\theta_0 = 2^\circ$ sind zu den Winkel ϕ der Winkel $\theta_{\text{h.p.}}$ der harten Ebene, die Steigungen c aus Abb. 4.21a und das berechnete magnetische Moment m angegeben.

6.2 Kobaltkugeln

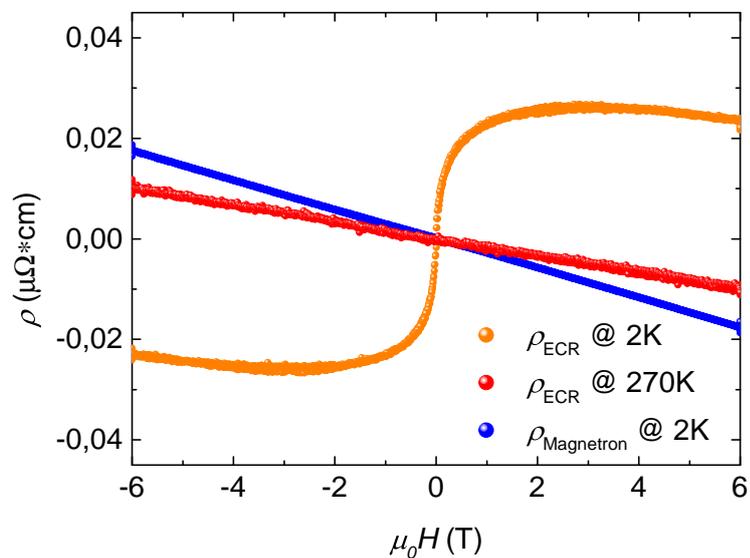


Abb. 6.1: Aufgetragen sind die spezifischen Hall-Widerstände gegen das Magnetfeld von einem Platindraht, der durch ECR-Zerstäubung hergestellt wurde, bei 2 K und 270 K. Bei 2 K ist auf Grund von magnetischen Verunreinigungen ein superparamagnetisches Signal zu sehen, das bei 270 K verschwunden ist und nur der normale Hall-Effekt ist sichtbar. Zusätzlich ist der spezifische Hall-Widerstand eines durch Magnetronzerstäubung hergestellten Platindrahtes bei 2 K, der nur einen normalen Hall-Effekt zeigt.

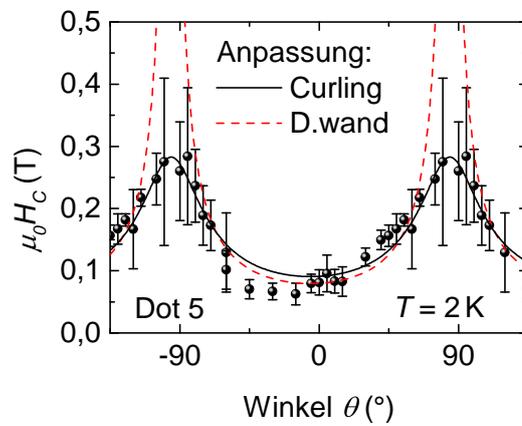


Abb. 6.2: Aufgetragen sind die Schaltfelder $\mu_0 H_C$ gegen den Winkel θ des Magnetfeldes zur Filmmormalen für die Kobaltkugeln Dot 5. Zu sehen ist, dass $\mu_0 H_C$ zu den harten Achsen ($\pm 90^\circ$) stark ansteigt und um die leichte Achse (0°) ein breites Minimum ausbildet. An die Schaltfelder ist zum einen die Winkelabhängigkeit des Schaltfeldes für Domänenwandnukleation (- - -) nach Gl. 5.8 und zum anderen für Curling (—) nach Gl. 5.9 für einen verlängerten Ellipsoiden angepasst.

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», *J. Phys. D Appl. Phys.* **35**, R157 (2002) 1
- [2] HGST, «Ultrastar Hs14 - 14TB 3.5-inch Enterprise SMR Hard Drive», Datasheet pp. 2–3 (2017) 1
- [3] S. N. Piramanayagam, «Perpendicular recording media for hard disk drives», *J. Appl. Phys.* **102** (2007) 1
- [4] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. N. Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas, «Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices», *Phys. Rev. Lett.* **61**, 2472 (1988) 1
- [5] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, and W. Zinn, «Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange», *Phys. Rev. B* **39**, 4828 (1989) 1
- [6] M. Julliere, «Tunneling between ferromagnetic films», *Phys. Lett. A* **54**, 225 (1975) 1
- [7] S. S. Parkin, C. Kaiser, A. Panchula, P. M. Rice, B. Hughes, M. Samant, and S. H. Yang, «Giant tunnelling magnetoresistance at room temperature with MgO (100) tunnel barriers», *Nat. Mater.* **3**, 862 (2004) 1
- [8] R. F. L. Evans, R. Chantrell, U. Nowak, A. Lyberatos, H. Richter, R. F. L. Evans, R. W. Chantrell, U. Nowak, A. Lyberatos, and H. Richter, «Thermally induced error : Density limit for magnetic data storage», *Appl. Phys. Lett.* **100** (2012) 1
- [9] D. Weller and A. Moser, «Thermal effect limits in ultrahigh-density magnetic recording», *IEEE Trans. Magn.* **35**, 4423 (1999) 1, 2
- [10] C. Chappert, A. Fert, and F. N. Van Dau, «The emergence of spin electronics in data storage», *Nat. Mater.* **6**, 813 (2007) 1
- [11] C. A. Ross, «Patterned Magnetic Recording Media», *Annu. Rev. Mater. Res.* **2**, 203 (2001) 1, 2

- [12] G. Ju, Y. Peng, E. K. 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 Trans. Magn.* **51** (2015) 2
- [13] J.-G. Z. J.-G. Zhu, X. Z. X. Zhu, and Y. T. Y. Tang, «Microwave Assisted Magnetic Recording», *IEEE Trans. Magn.* **44**, 125 (2008) 2
- [14] S. Okamoto, N. Kikuchi, M. Furuta, O. Kitakami, and T. Shimatsu, «Microwave assisted magnetic recording technologies and related physics», *J. Phys. D. Appl. Phys.* **48** (2015) 2
- [15] C. Thirion, W. Wernsdorfer, and D. Mailly, «Switching of magnetization by nonlinear resonance studied in single nanoparticles», *Nat. Mater.* **2**, 524 (2003) 2, 39
- [16] S. Chatradhi, L. Sharp, and S. Harlin, *Next-Generation Technologies for a New Decade of Big Data*, Tech. rep., Western Digital Corporation (2017) 2
- [17] R. White and R. Newt, «Patterned media: a viable route to 50 Gbit/in² and up for magnetic recording?», *IEEE Trans.* **33**, 990 (1997) 2
- [18] B. D. Terris, T. Thomson, and G. Hu, «Patterned media for future magnetic data storage», *Microsyst. Technol.* **13**, 189 (2007) 2
- [19] A. Kikitsu, Y. Kamata, M. Sakurai, and K. Naito, «Recent Progress of Patterned Media», *Magn. IEEE Trans.* **43**, 3685 (2007) 2
- [20] X. Yang, S. Xiao, W. Hu, J. Hwu, R. Van De Veerdonk, K. Wago, K. Lee, and D. Kuo, «Integration of nanoimprint lithography with block copolymer directed self-assembly for fabrication of a sub-20 nm template for bit-patterned media», *Nanotechnology* **25** (2014)
- [21] 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, H. Gao, M. Grobis, B. Gurney, W. Hanson, O. Hellwig, T. Hirano, P. O. Jubert, D. Kercher, J. Lille, Z. Liu, C. M. Mate, Y. Obukhov, K. C. Patel, K. Rubin, R. Ruiz, M. Schabes, L. Wan, D. Weller, T. W. Wu, and E. Yang, «Bit-patterned magnetic recording: Theory, media fabrication, and recording performance», *IEEE Trans. Magn.* **51** (2015) 2

- [22] E. Yang, Z. Liu, H. Arora, T.-w. Wu, V. Ayanoor-Vitikkate, D. Spoddig, D. Bedau, M. Grobis, B. A. Gurney, T. R. Albrecht, and B. Terris, «Template-Assisted Direct Growth of 1 Td/in 2 Bit Patterned Media», *Nano Lett.* **16**, 4726 (2016)
- [23] Z. Meng, G. Li, H.-F. Wong, S. M. Ng, S.-C. Yiu, W.-Y. R. Wong, C.-L. Ho, C. W. Leung, and I. Manners, «Patterning of L10 FePt nanoparticles with ultra-high coercivity for bit-patterned media», *Nanoscale* **9**, 731 (2017) 2
- [24] T. Thomson, G. Hu, and B. D. Terris, «Intrinsic Distribution of Magnetic Anisotropy in Thin Films Probed by Patterned Nanostructures», *Phys. Rev. Lett.* **96**, 257204 (2006) 2, 3
- [25] 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», *Appl. Phys. Lett.* **90**, 162516 (2007) 82
- [26] 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», *Appl. Phys. Lett.* **99** (2011)
- [27] 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», *Phys. Rev. B* **89**, 174421 (2014) 82
- [28] 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», *Appl. Phys. Lett.* **105**, 2 (2014) 2, 31, 42
- [29] E. Tronc, P. Prene, J. P. Jolivet, F. D’Orazio, F. Lucari, D. Fiorani, M. Godinho, R. Cherkaoui, M. Nogues, and J. L. Dormann, «Magnetic behaviour of γ -Fe₂O₃ nanoparticles by Mössbauer spectroscopy and magnetic measurements», *Hyperfine Interact.* **95**, 129 (1995) 3
- [30] S. Mørup and E. Tronc, «Superparamagnetic relaxation of weakly interacting particles», *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3278 (1994) 3
- [31] J. P. Chen, C. M. Sorensen, K. J. Klabunde, and G. C. Hadjipanayis, «Enhanced magnetization of nanoscale colloidal cobalt particles J.», *Phys. Rev. B* **51**, 527 (1995) 3

- [32] C. A. Ross, T. A. Savas, H. I. Smith, M. Hwang, and R. Chantrell, «Modelling of hysteresis loops of arrays of 100 nm period nanomagnets», *IEEE Trans. Magn.* **35**, 3781 (1999) 3
- [33] D. Weller, S. Sun, C. Murray, L. Folks, and A. Moser, «MOKE spectra and ultrahigh density data storage perspective of FePt nanomagnet arrays», *IEEE Trans. Magn.* **37**, 2185 (2001) 3
- [34] B. Kalska, J. J. Paggel, P. Fumagalli, M. Hilgendorff, and M. Giersig, «Magneto-optics of thin magnetic films composed of Co nanoparticles», *J. Appl. Phys.* **92**, 7481 (2002)
- [35] A. Neumann, A. Frauen, J. Vollmers, A. Meyer, and H. P. Oepen, «Structure-induced spin reorientation in magnetic nanostructures», *Phys. Rev. B* **94**, 1 (2016) 3
- [36] A. Sebt and M. Akhavan, «Switching field distribution of magnetic fine particles», *J. Magn. Magn. Mater.* **237**, 111 (2001) 3
- [37] M. Jamet, M. Négrier, V. Dupuis, J. Tuaille-Combes, P. Mélinon, A. Pérez, W. Wernsdorfer, B. Barbara, and B. Baguenard, «Interface magnetic anisotropy in cobalt clusters embedded in a platinum matrix», *J. Magn. Magn. Mater.* **237**, 293 (2001) 39
- [38] N. Yakovlev, Y. Tay, Z. Tay, and H. Chen, «Distribution of switching fields in thin films with uniaxial magnetic anisotropy», *J. Magn. Magn. Mater.* **329**, 170 (2013) 3
- [39] E. F. Wassermann, M. Thielen, S. Kirsch, A. Pollmann, H. Weinforth, and A. Carl, «Fabrication of large scale periodic magnetic nanostructures», *J. Appl. Phys.* **83**, 1753 (1998) 3
- [40] B. Rodmacq, «Nanostructure array fabrication with temperature- controlled self-assembly techniques», *Nanotechnology* **13** (2002)
- [41] T. Matsumoto, K. Nakamura, T. Nishida, H. Hieda, A. Kikitsu, K. Naito, and T. Koda, «Thermally assisted magnetic recording on a bit-patterned medium by using a near-field optical head with a beaked metallic plate», *Appl. Phys. Lett.* **93**, 31108 (2008)
- [42] Y. Chen, J. Ding, J. Deng, T. Huang, S. H. Leong, J. Shi, B. Zong, H. Y. Y. Ko, C. K. Au, S. Hu, and B. Liu, «Switching Probability Distribution of Bit Islands in Bit Patterned Media», *IEEE Trans. Magn.* **46**, 1990 (2010) 3
- [43] U. Kaiser, A. Schwarz, and R. Wiesendanger, «Magnetic exchange force microscopy with atomic resolution», *Nature* **446**, 522 (2007) 3

- [44] M. Bode, «Spin-polarized scanning tunnelling microscopy», *Rep. Prog. Phys.* **66**, 523 (2003) 3
- [45] K. Koike and K. Hayakawa, «Scanning Electron-Microscope Observation of Magnetic Domains Using Spin-Polarized Secondary Electrons», *Jpn. J. Appl. Phys.* **23**, L187 (1984) 3
- [46] J. Unguris, D. T. Pierce, R. J. Celotta, J. Unguris, D. T. Pierce, and R. J. Celotta, «Low-energy diffuse scattering», *Rev. Sci. Instrum.* **57**, 1314 (1986)
- [47] H. P. Oepen and J. Kirschner, «Imaging of Magnetic Microstructures at Surfaces», *J. Phys. Colloq.* **49**, 1853 (1988) 3
- [48] R. Frömter, F. Klodt, 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) 3
- [49] S. Eisebitt, M. Lörngen, W. Eberhardt, J. Lüning, and J. Stöhr, «Lensless X-ray imaging of magnetic materials: basic considerations», *Appl. Phys. A* **80**, 921 (2005) 3, 29
- [50] D. Stickler, R. Frömter, H. Stillrich, C. Menk, C. Tieg, S. Streit-Nierobisch, M. Sprung, C. Gutt, L. M. Stadler, O. Leupold, G. Grübel, and H. P. Oepen, «Soft x-ray holographic microscopy», *Appl. Phys. Lett.* **96**, 7 (2010) 3, 29
- [51] W. Wernsdorfer, K. Hasselbach, A. Benoit, B. Barbara, D. Mailly, J. Tuaillon, J. P. Perez, V. Dupuis, J. P. Dupin, G. Guiraud, and A. Perex, «High sensitivity magnetization measurements of nanoscale cobalt clusters», *J. Appl. Phys.* **78**, 7192 (1995) 3
- [52] W. Wernsdorfer, K. Hasselbach, D. Mailly, B. Barbara, A. Benoit, L. Thomas, and G. Suran, «DC-SQUID magnetization measurements of single magnetic particles», *J. Magn. Magn. Mat.* **145**, 33 (1995)
- [53] K. Hasselbach, W. Wernsdorfer, D. Mailly, and A. Benoit, «Magnetization reversal in single ferromagnetic Ni and Co particles», *Czechoslov. J. Phys.* **46**, 2137 (1996) 38
- [54] W. Wernsdorfer, «From micro- to nano-SQUIDs: applications to nanomagnetism», *Supercond. Sci. Technol.* **22**, 64013 (2009)
- [55] M. Faucher, P. O. Jubert, O. Fruchart, W. Wernsdorfer, and V. Bouchiat, «Optimizing the flux coupling between a nanoSQUID and a magnetic particle using atomic force microscope nanolithography», *Supercond. Sci. Technol.* **22** (2009)

- [56] V. Bouchiat, «Detection of magnetic moments using a nano-SQUID: Limits of resolution and sensitivity in near-field SQUID magnetometry», *Supercond. Sci. Technol.* **22** (2009) 3
- [57] E. H. Hall, «XXIX. On a new action of the magnet on electric currents», *Philos. Mag. Ser. 5* **9**, 225 (1880) 3, 23
- [58] N. Kikuchi, S. Okamoto, O. Kitakami, Y. Shimada, and K. Fukamichi, «Sensitive detection of irreversible switching in a single FePt nanosized dot», *Appl. Phys. Lett.* **82**, 4313 (2003) 3, 99
- [59] S. Okamoto, T. Kato, N. Kikuchi, O. Kitakami, N. Tezuka, and S. Sugimoto, «Energy barrier and reversal mechanism in Co/Pt multilayer nanodot», *J. Appl. Phys.* **103**, 07C501 (2008)
- [60] N. Kikuchi, T. Kato, S. Okamoto, O. Kitakami, N. Tezuka, and S. Sugimoto, «Magnetization reversal process and bistability of Co/Pt multilayer dot», *J. Appl. Phys.* **103**, 07C510 (2008) 3
- [61] N. Kikuchi, Y. Suyama, S. Okamoto, and O. Kitakami, «Co/Pt multilayer dot switching experiments with sub-nanosecond pulse field», *J. Appl. Phys.* **109**, 07B904 (2011) 3
- [62] S. Okamoto, N. Kikuchi, J. Li, O. Kitakami, T. Shimatsu, and H. Aoi, «Frequency and Time Dependent Microwave Assisted Switching Behaviors of Co/Pt Nanodots», *Appl. Phys. Express* **5**, 043001 (2012)
- [63] S. Okamoto, N. Kikuchi, M. Furuta, O. Kitakami, and T. Shimatsu, «Switching Behaviors and its Dynamics of a Co/Pt Nanodot Under the Assistance of rf Fields», *Phys. Rev. Lett.* **109**, 237209 (2012) 3
- [64] A. Neumann, C. Thönnissen, A. Frauen, S. Hesse, A. Meyer, and H. P. Oepen, «Probing the magnetic behavior of single nanodots.», *Nano Lett.* **13**, 2199 (2013) 3, 84, 100
- [65] A. Neumann, D. Altwein, C. Thönnissen, R. Wieser, A. Berger, A. Meyer, E. Y. Vedmedenko, and H. P. Oepen, «Influence of long-range interactions on the switching behavior of particles in an array of ferromagnetic nanostructures», *New J. Phys.* **16**, 083012 (2014) 3
- [66] A. Neumann, *Magnetisierungsverhalten einzelner ferromagnetischer Nanostrukturen*, Ph.D. thesis, Universität Hamburg (2015) 26, 27, 32, 38, 42, 45, 52, 84, 88
- [67] P. Staeck, *Untersuchungen zur Wechselwirkung von magnetischen Nanostrukturen mittels Magnetotransport*, Ph.D. thesis, Universität Hamburg (2017) 3, 19, 28, 32, 39, 42, 48, 52, 65, 68, 75

- [68] E. C. Stoner and E. P. Wohlfarth, «A Mechanism of Magnetic Hysteresis in Heterogeneous Alloys», *Philos. Trans. R. Soc. London. Ser. A, Math. Phys. Sci.* **240**, 599 (1948) 3, 9
- [69] W. F. Brown, «Thermal Fluctuations of a Single-Domain Particle», *Phys. Rev.* **130**, 1677 (1963) 4, 13, 15, 42, 45, 56, 57, 63, 73, 74
- [70] W. F. Brown, «Thermal Fluctuations of Fine Ferromagnetic Particles», *IEEE Trans. Magn.* **15**, 1196 (1979) 16
- [71] W. T. Coffey, D. S. F. Crothers, J. L. Dormann, L. J. Geoghegan, Y. P. Kalmykov, J. T. Waldron, and A. W. Wickstead, «Effect of an oblique magnetic field on the superparamagnetic relaxation time», *Phys. Rev. B* **52**, 15951 (1995) 16
- [72] Y. P. Kalmykov, «The relaxation time of the magnetization of uniaxial single-domain ferromagnetic particles in the presence of a uniform magnetic field», *J. Appl. Phys.* **96**, 1138 (2004) 17
- [73] Y. Kalmykov, W. T. Coffey, and S. Titov, «Dependence of the magnetization relaxation time of single-domain ferromagnetic particles on damping in the Brown model», *Phys. Solid State* **47**, 272 (2005) 17, 62, 75
- [74] W. T. Coffey and Y. P. Kalmykov, «Thermal fluctuations of magnetic nanoparticles: Fifty years after Brown», *J. Appl. Phys.* **112**, 121301 (2012) 4, 15, 16, 18, 42, 45, 56, 57, 63, 73, 74
- [75] A. Aharoni, «Some Recent Developments in Micromagnetics at the Weizmann Institute of Science», *J. Appl. Phys.* **30**, 70 (1958) 4, 13, 98
- [76] A. Aharoni, «Magnetization Curling», *Phys. Status Solidi* **3** (1966)
- [77] I. Eisenstein and A. Aharoni, «Magnetization curling in superparamagnetic spheres», *Phys. Rev. B* **14**, 2078 (1976)
- [78] I. Eisenstein and A. Aharoni, «Magnetization curling in a sphere», *J. Appl. Phys.* **47**, 321 (1976)
- [79] A. S. Arrott, B. Heinrich, T. L. Templeton, and A. Aharoni, «Micromagnetics of curling configurations in magnetically soft cylinders», *J. Appl. Phys.* **50**, 2387 (1979)
- [80] A. Aharoni, «The special role of magnetization curling in nanoparticles», *Phys. Status Solidi Appl. Res.* **189**, 545 (2002) 4, 13

- [81] R. A. Silva, T. S. MacHado, G. Cernicchiaro, A. P. Guimarães, and L. C. Sampaio, «Magnetoresistance and magnetization reversal of single Co nanowires», *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* **79**, 1 (2009) 4
- [82] K. Lipert, S. Bahr, F. Wolny, P. Atkinson, U. Weißker, T. Mühl, O. G. Schmidt, B. Büchner, and R. Klingeler, «An individual iron nanowire-filled carbon nanotube probed by micro-Hall magnetometry», *Appl. Phys. Lett.* **97** (2010) 4
- [83] Z. G. Li and P. F. Carcia, «Microstructural dependence of magnetic properties of Pt/Co multilayer thin films», *J. Appl. Phys.* **71**, 842 (1992) 6
- [84] R. C. O'Handley, *Modern Magnetic Materials: Principles and Applications* (Wiley, 1999) 6
- [85] S. Chikazumi, *Physics of Ferromagnetism* (Oxford Science Publication, 1997) 7
- [86] R. C. O'Handley, *Modern Magnetic Materials* (John Wiley & Sons Inc., 2000) 7, 12
- [87] Y. T. Millev, E. Y. Vedmedenko, and H. P. Oepen, «Dipolar magnetic anisotropy energy of laterally confined ultrathin ferromagnets: multiplicative separation of discrete and continuum contributions», *J. Phys. D Appl. Phys.* **36**, 2945 (2003) 8
- [88] E. Y. Vedmedenko, H. P. Oepen, and J. Kirschner, «Size-dependent magnetic properties in nanoplatelets», *J. Magn. Magn. Mater.* **256**, 237 (2003) 8
- [89] R. Skomski, «Simple Models of Magnetism», Oxford Univ. Press Inc. (2008) 8
- [90] C. Kittel, «Physical theory of ferromagnetic domains», *Rev. Mod. Phys.* **21**, 451 (1949) 8
- [91] H. Kronmüller and M. Fähnle, «Micromagnetism and the Microstructure of Ferromagnetic Solids», Cambridge Univ. Press (2003) 8, 13
- [92] C. Kittel, «Theory of the structure of ferromagnetic domains in films and small particles», *Phys. Rev.* **70**, 965 (1946)
- [93] A. Hubert and R. Schäfer, «Magnetic Domains», Springer-Verlag Berlin Heidelb. (1998) 8
- [94] M. B. Stearns, «1.1.2.4 Spontaneous magnetization, magnetic moments and high-field susceptibility: Datasheet from Landolt-Börnstein - Group III Condensed Matter · Volume 19A: "3d, 4d and 5d Elements, Alloys and Compounds in SpringerMaterials», (1986) 9, 43, 45, 64, 73, 91, 96

- [95] 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», *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* **84**, 1 (2011) 9, 13, 98
- [96] N. S. Akulov, «Über das magnetische Quadrupolmoment des Eisenatoms», *Zeitschrift für Phys.* **57**, 249 (1929) 12
- [97] N. Akulov, «Zur Theorie der Feinstruktur der Magnetisierungskurven der Einkristalle», *Zeitschrift für Phys.* **69**, 78 (1931) 12
- [98] M. Getzlaff, *Fundamentals of Magnetism* (Springer, 2008) 12
- [99] A. Aharoni, «Angular dependence of nucleation by curling in a prolate spheroid», *J. Appl. Phys.* **82**, 1281 (1997) 13, 97, 98
- [100] A. Aharoni, *Introduction to the Theory of Ferromagnetism* (Clarendon Press, 2000) 13, 49, 50
- [101] A. Aharoni, «Magnetization buckling in a prolate spheroid», *J. Appl. Phys.* **60**, 1118 (1986) 13
- [102] E. I. Kondorsky, «On hysteresis in ferromagnetics», *J. Phys. II* **161** (1940) 13, 96
- [103] L. Néel, «Théorie du traînage magnétique des ferromagnétiques en grains fins avec applications aux terres cuites», *Ann. Géophys.* **5** (1949) 13
- [104] W. F. Brown, «Relaxational Behavior of Fine Magnetic Particles», *J. Appl. Phys.* **30**, S130 (1959) 13, 15
- [105] C. P. Bean and J. D. Livingston, «Superparamagnetism», *J. Appl. Phys.* **30**, S120 (1959) 15, 45, 56, 57, 63, 73, 74
- [106] S. Blundell, *Magnetism in Condensed Matter* (Oxford University Press Inc., New York, 2006) 15
- [107] A. Aharoni, «Thermal Agitation of Single Domain Particles», *Phys. Rev.* **135**, A447 (1964) 15
- [108] L. J. Geoghegan, W. T. Coffey, and B. Mulligan, «Differential Recurrence Relations for Non-Axially Symmetric Rotational Fokker-Planck Equations», in *Adv. Chem. Phys.*, pp. 475–641 (John Wiley & Sons, Inc., 1997) 16
- [109] W. T. Coffey, D. S. F. Crothers, J. L. Dormann, L. J. Geoghegan, and E. C. Kennedy, «Effect of an oblique magnetic field on the superparamagnetic relaxation time. II. Influence of the gyromagnetic term», *Phys. Rev. B* **58**, 3249 (1998) 16

- [110] I. Klik and L. Gunther, «Thermal relaxation over a barrier in single domain ferromagnetic particles», *J. Appl. Phys.* **67**, 4505 (1990) 17
- [111] I. Klik and L. Gunther, «First-passage-time approach to overbarrier relaxation of magnetization», *J. Stat. Phys.* **60**, 473 (1990) 17
- [112] W. T. Coffey, D. A. Garanin, and D. J. McCarthy, «Crossover formulas in the kramers theory of thermally activated escape rates—application to spin systems», in *Adv. Chem. Phys.*, pp. 483–765 (John Wiley & Sons, Inc., 2001) 17, 18
- [113] P. M. Dejardin, D. S. F. Crothers, W. T. Coffey, and D. J. McCarthy, «Interpolation formula between very low and intermediate-to-high damping Kramers escape rates for single-domain ferromagnetic particles», *Phys. Rev. E - Stat. Nonlinear, Soft Matter Phys.* **63**, 1 (2001) 18
- [114] O. Sinwani, J. W. Reiner, and L. Klein, «Monitoring superparamagnetic Langevin behavior of individual SrRuO₃ nanostructures», *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* **89**, 1 (2014) 18
- [115] E. H. Hall, «On a New Action of the Magnet on Electric Currents», *Am. J. Math.* **2**, 287 (1879) 23
- [116] R. Karplus and J. M. Luttinger, «Hall effect in ferromagnetics», *Phys. Rev.* **95**, 1154 (1954) 23
- [117] C. Hurd, *The Hall effect in metals and alloys* (Plenum Press, New York, 1972) 23
- [118] P. O. Gehlhoff, E. Justi, and M. Kohler, «Der Hall-Effekt von Iridium», *Zeitschrift für Naturforsch. A* **5**, 16 (1950)
- [119] P. O. Gehlhoff and E. Justi, «Der Hall-Effekt von Rhodium», *Zeitschrift für Naturforsch. A* **4**, 561 (1949) 23
- [120] S. Blügel, D. Bürgler, M. Morgenstern, C. M. Schneider, and R. Waser, *Spintronics—from GMR to quantum information* (Forschungszentrum Jülich, 2009) 23, 96
- [121] S. P. McAlister and C. M. Hurd, «Hall effect in 3d-transition metals and alloys (invited)», *J. Appl. Phys.* **50**, 7526 (1979)
- [122] N. Nagaosa, J. Sinova, S. Onoda, A. H. MacDonald, and N. P. Ong, «Anomalous Hall effect», *Rev. Mod. Phys.* **82**, 1539 (2010) 23

- [123] G. Winkler, *Korrelation zwischen strukturellen und magnetogalvanischen Eigenschaften von Pt/Co/Pt- und Pd/Co/Pd-Schichtsystemen*, Ph.D. thesis, Universität Hamburg (2015) 25, 26, 39, 41, 45, 53, 56, 71, 72, 74
- [124] M. Wellhöfer, M. Weißenborn, R. Anton, S. Pütter, and H. Peter Oepen, «Morphology and magnetic properties of ECR ion beam sputtered Co/Pt films», *J. Magn. Magn. Mater.* **292**, 345 (2005) 25
- [125] 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», *J. Appl. Phys.* **117** (2015) 26, 30, 39, 41, 57, 64, 65, 93
- [126] H. Stillrich, C. Menk, R. Frömter, and H. P. Oepen, «Magnetic anisotropy and the cone state in Co/Pt multilayer films», *J. Appl. Phys.* **105**, 8 (2009)
- [127] H. Stillrich, C. Menk, R. Frömter, and H. P. Oepen, «Magnetic anisotropy and spin reorientation in Co/Pt multilayers: Influence of preparation», *J. Magn. Magn. Mater.* **322**, 1353 (2010) 26
- [128] J. Kerr LL.D., «XLIII. On rotation of the plane of polarization by reflection from the pole of a magnet», London, Edinburgh, Dublin Philos. Mag. J. Sci. **3**, 321 (1877) 26
- [129] H. Ebert, «Magneto-optical effects in transition metal systems», *Rep. Prog. Phys.* **59**, 1665 (1996) 26
- [130] R. Vollmer, «Lineare und nichtlineare Magnetoptik an ultradünnen ferromagnetischen Schichten und Vielfachschichten», 30. Ferienkurs des Instituts für Festkörperforschung, Forschungszentrum Jülich (1999) 26
- [131] C. Thönnißen, «Untersuchung der Schichtdickenabhängigkeit und Zuordnung der Hall-Signale einzelner Co/Pt-Nanodots», Diplomarbeit, Univ. Hambg. (2012) 26, 27, 28, 32, 84
- [132] H. R. Kaufman and R. S. Robinson, «Ion source design for industrial applications», *AIAA J.* **20**, 745 (1982) 27
- [133] S. Heße, *Magnetotransport in Co/Pt-Schichtsystemen und Charakterisierung einzelner Co/Pt-Nanoteilchen*, Ph.D. thesis, Universität Hamburg (2014) 27, 32, 93
- [134] A. Frömsdorf, A. Kornowski, S. Pütter, H. Stillrich, and L. T. Lee, «Highly ordered nanostructured surfaces obtained with silica-filled diblock-copolymer micelles as templates», *Small* **3**, 880 (2007) 27
- [135] A. Neumann, «Fabrication of Magnetic Co/Pt Nanodots Utilizing Filled Diblock Copolymers», *Open Surf. Sci. J.* **4**, 55 (2012) 27

- [136] M. Hatzakis, «Electron Resists for Microcircuit and Mask Production», J. Electrochem. Soc. **116**, 1033 (1969) 28
- [137] B. Beyersdorff, *Untersuchung der magnetischen Eigenschaften von Systemen reduzierter Dimensionen mittels Magnetotransport und Röntgenholographie*, Ph.D. thesis, Universität Hamburg (2014) 30
- [138] B. Pfau, C. M. Günther, T. Hauet, S. Eisebitt, and O. Hellwig, «Thermally induced magnetic switching in bit-patterned media», J. Appl. Phys. **122** (2017) 31, 42
- [139] A. Kirilyuk, A. V. Kimel, and T. Rasing, «Ultrafast optical manipulation of magnetic order», Rev. Mod. Phys. **82**, 2731 (2010) 31
- [140] T. Wang, D. Zhu, B. Wu, C. Graves, S. Schaffert, T. Rander, L. Müller, B. Vodungbo, C. Baumier, D. P. Bernstein, B. Bräuer, V. Cros, S. De Jong, R. Delaunay, A. Fognini, R. Kukreja, S. Lee, V. López-Flores, J. Mohanty, B. Pfau, H. Popescu, M. Sacchi, A. B. Sardinha, F. Sirotti, P. Zeitoun, M. Messerschmidt, J. J. Turner, W. F. Schlotter, O. Hellwig, R. Mattana, N. Jaouen, F. Fortuna, Y. Acremann, C. Gutt, H. A. Dürr, E. Beaurepaire, C. Boeglin, S. Eisebitt, G. Grübel, J. Lüning, J. Stöhr, and A. O. Scherz, «Femtosecond single-shot imaging of nanoscale ferromagnetic order in co/pd multilayers using resonant x-ray holography», Phys. Rev. Lett. **108**, 1 (2012) 31
- [141] L. Han, U. Wiedwald, J. Biskupek, K. Fauth, U. Kaiser, and P. Ziemann, «Nanoscaled alloy formation from self-assembled elemental Co nanoparticles on top of Pt films.», Beilstein J. Nanotechnol. **2**, 473 (2011) 31, 92
- [142] U. Wiedwald, L. Han, J. Biskupek, U. Kaiser, and P. Ziemann, «Preparation and characterization of supported magnetic nanoparticles prepared by reverse micelles.», Beilstein J. Nanotechnol. **1**, 24 (2010) 31, 32
- [143] C. R. Chang and D. R. Fredkin, «The mechanism of nucleation in uniaxial ferromagnets», J. Appl. Phys. **63**, 3435 (1988) 38
- [144] 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) 38, 39, 42
- [145] P. L. Fulmek and H. Hauser, «Coercivity and switching field of single domain y-Fe₂O₃ particles under consideration of the demagnetizing field», J. Appl. Phys. **76**, 6561 (1994) 38

- [146] 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) 38
- [147] W. Wernsdorfer, B. Doudin, D. Maily, K. Hasselbach, A. Benoit, J. Meier, J. Ansermet, and B. Barbara, «Nucleation of Magnetization Reversal in Individual Nanosized Nickel Wires», *Phys. Rev. Lett.* **77**, 1873 (1996) 38
- [148] 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)
- [149] 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», *J. Appl. Phys.* **81**, 5543 (1997) 39
- [150] A. Thiaville, «Extensions of the geometric solution of the two dimensional coherent magnetization rotation model», *J. Magn. Magn. Mater.* **182**, 5 (1998) 39, 40, 72
- [151] A. Thiaville, «Coherent rotation of magnetization in three dimensions: A geometrical approach», *Phys. Rev. B* **61**, 12221 (2000) 39, 40, 72
- [152] J. C. Slonczewski, «Theory of Magnetic Hysteresis in Films and Its Application to Computers», *Magn. IEEE Trans.* **45**, 8 (2009) 39
- [153] E. Bonet Orozco, W. Wernsdorfer, B. Barbara, A. Benoit, D. Maily, and A. Thiaville, «Uniform rotation of magnetization measured in single nanometer-sized particles», *J. Appl. Phys.* **87**, 5097 (2000) 39
- [154] 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) 39
- [155] W. Wernsdorfer, C. Thirion, N. Demoncy, H. Pascard, and D. Maily, «Magnetisation reversal by uniform rotation (Stoner-Wohlfarth model) in FCC cobalt nanoparticles», *J. Magn. Magn. Mat.* **242**, 132 (2002)
- [156] M. Jamet, W. Wernsdorfer, C. Thirion, V. Dupuis, P. Melinon, A. Perez, and D. Maily, «Magnetic anisotropy in single clusters», *Phys. Rev. B* **69** (2004) 39

- [157] 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», *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* **85**, 1 (2012) 39
- [158] A. Kobs, *Magnetogalvanic effects in ferromagnets of reduced dimensions*, Ph.D. thesis, Universität Hamburg (2013) 39, 41, 44, 45, 53, 71, 72, 74
- [159] 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», *Phys. Rev. B* **78**, 24414 (2008) 41
- [160] 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», *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* **85**, 1 (2012)
- [161] J. W. Liao, U. Atxitia, R. F. Evans, R. W. Chantrell, and C. H. Lai, «Atomistic modeling of magnetization reversal modes in L10 FePt nanodots with magnetically soft edges», *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* **90**, 1 (2014)
- [162] W. L. Pei, G. W. Qin, Y. P. 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 Mater.* **59**, 4818 (2011) 41
- [163] 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», *Phys. Rev. B* **82**, 144437 (2010) 41
- [164] 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», *J. Appl. Phys.* **112**, 23903 (2012) 42
- [165] 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) 42
- [166] M. D. Kuz'min, «Shape of temperature dependence of spontaneous magnetization of ferromagnets: Quantitative analysis», *Phys. Rev. Lett.* **94**, 16 (2005) 43, 73

- [167] C. M. Schneider, P. Bressler, P. Schuster, J. Kirschner, J. J. De Miguel, and R. Miranda, «Curie temperature of ultrathin films of fcc-cobalt epitaxially grown on atomically flat Cu(100) surfaces», *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1059 (1990) 44
- [168] J. Kötzler and W. Gil, «Anomalous Hall resistivity of cobalt films: Evidence for the intrinsic spin-orbit effect», *Phys. Rev. B* **72**, 1 (2005) 45, 73
- [169] A. Fernandez-Pacheco, J. M. De Teresa, R. Córdoba, and M. R. Ibarra, «Magnetotransport properties of high-quality cobalt nanowires grown by focused-electron-beam-induced deposition», *J. Phys. D. Appl. Phys.* **42** (2009) 45, 73
- [170] A. Garg, «Escape-field distribution for escape from a metastable potential well subject to a steadily increasing bias field», *Phys. Rev. B* **51**, 15592 (1995) 45, 73, 88
- [171] R. W. Chantrell, G. N. Coverdale, and K. O'Grady, «Time dependence and rate dependence of the coercivity of particulate recording media», *J. Phys. D Appl. Phys.* **21**, 1469 (1988) 45
- [172] A. M. de Witte, M. El-Hilo, K. O'Grady, and R. W. Chantrell, «Sweep rate measurements of coercivity in particulate recording media», *J. Magn. Magn. Mat.* **120**, 184 (1993) 45
- [173] M. El-Hilo, A. M. de Witte, K. O'Grady, and R. W. Chantrell, «The sweep rate dependence of coercivity in recording media», *J. Magn. Magn. Mat.* **117**, L307 (1992) 45, 88
- [174] 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», *Phys. Rev. Lett.* **103**, 127202 (2009) 47
- [175] J. L. Dormann, L. Bessais, and D. Fiorani, «A dynamic study of small interacting particles: superparamagnetic model and spin-glass laws», *J. Phys. C Solid State Phys.* **21**, 2015 (1988) 57
- [176] J. L. Dormann, R. Cherkaoui, L. Spinu, M. Noguès, F. Lucari, F. D'Orazio, D. Fiorani, A. Garcia, E. Tronc, and J. P. Jolivet, «From pure superparamagnetic regime to glass collective state of magnetic moments in γ -Fe₂O₃ nanoparticle assemblies», *J. Magn. Magn. Mat.* **187**, L139 (1998) 57
- [177] S. Mizukami, E. P. Sajitha, D. Watanabe, F. Wu, T. Miyazaki, H. Naganuma, M. Oogane, and Y. Ando, «Gilbert damping in perpendicularly magnetized

- Pt/Co/Pt films investigated by all-optical pump-probe technique», *Appl. Phys. Lett.* **96** (2010) 60
- [178] P. J. Metaxas, J. P. Jamet, A. Mougin, M. Cormier, J. Ferré, V. Baltz, B. Rodmacq, B. Dieny, and R. L. Stamps, «Creep and flow regimes of magnetic domain-wall motion in ultrathin Pt/Co/Pt films with perpendicular anisotropy», *Phys. Rev. Lett.* **99**, 1 (2007) 60
- [179] H. Werners, *Magnetisierungsverhalten einzelner gekoppelter Co/Pt Nanopunkte* (Bachelor Thesis, Universität Hamburg, 2015) 76
- [180] R. A. Griffiths, P. W. Nutter, A. Neumann, C. Thönnißen, E. Wilhelm, T. Thomson, and E. Wilhelm, «Signal asymmetries in the anomalous Hall effect of bilayer magnetic nanostructures», *Appl. Phys. Lett.* **132401**, 1 (2016) 76
- [181] S. Ikeda, K. Miura, H. Yamamoto, K. Mizunuma, H. D. Gan, M. Endo, S. Kanai, J. Hayakawa, F. Matsukura, and H. Ohno, «A perpendicular-anisotropy CoFeB-MgO magnetic tunnel junction», *Nat. Mater.* **9**, 721 (2010) 77
- [182] 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», *Phys. Rev. B* **84**, 64439 (2011)
- [183] C. Grezes, A. R. Rozas, F. Ebrahimi, J. G. Alzate, X. Cai, J. A. Katine, J. Langer, B. Ocker, P. K. 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 Adv.* **6** (2016) 77
- [184] J. Sort, B. Dieny, M. Fraune, C. Koenig, F. Lunnebach, B. Beschoten, and G. Güntherodt, «Perpendicular exchange bias in antiferromagnetic-ferromagnetic nanostructures», *Appl. Phys. Lett.* **84**, 3696 (2004) 77
- [185] G. Malinowski, M. Albrecht, I. L. Guhr, J. M. Coey, and S. Van Dijken, «Size-dependent scaling of perpendicular exchange bias in magnetic nanostructures», *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* **77**, 2 (2007)
- [186] I. L. Guhr, O. Hellwig, C. Brombacher, and M. Albrecht, «Observation of perpendicular exchange bias in [Pd Co] -CoO nanostructures: Dependence on size, cooling field, and training», *Phys. Rev. B - Condens. Matter Mater. Phys.* **76**, 1 (2007)
- [187] M. T. Rahman, N. N. Shams, D. S. Wang, and C. H. Lai, «Enhanced exchange bias in sub-50-nm IrMn/CoFe nanostructure», *Appl. Phys. Lett.* **94**, 8 (2009) 77

- [188] L. J. van der Pauw, «A method of measuring the resistivity and Hall coefficient on lamellae of arbitrary shape», *Philips Tech. Rev.* **20**, 220 (1958) 80
- [189] M. Respaud, «Magnetization process of noninteracting ferromagnetic cobalt nanoparticles in the superparamagnetic regime: Deviation from Langevin law», *J. Appl. Phys.* **86**, 556 (1999) 82
- [190] S. Wirth and V. Christoph, «On the angular and field distribution of the magnetization reversal in hard magnets», *J. Appl. Phys.* **72**, 5358 (1992) 82
- [191] A. A. Timopheev, V. M. Kalita, S. M. Ryabchenko, A. F. Lozenko, P. A. Trotsenko, A. V. Los, and M. Munakata, «Coercivity anomaly in the superferromagnetic state of an ensemble of nanoparticles with oriented anisotropy», *J. Appl. Phys.* **108** (2010) 82
- [192] E. Kneller and E. P. Wohlfarth, «Effect of Thermal Fluctuations on the Anhyseretic Process in Ferromagnetic Fine Particle Assemblies», *J. Appl. Phys.* **37**, 4816 (1966) 88
- [193] M. P. Sharrock and T. McKinney, «Kinetic effects in coercivity measurements», *IEEE Trans. Magn.* **17**, 3020 (1981)
- [194] M. P. Sharrock, «Time-dependent magnetic phenomena and particle-size effects in recording media», *IEEE Trans. Magn.* **26**, 193 (1990) 88
- [195] J. A. Osborn, «Demagnetizing factors of the general ellipsoid», *Phys. Rev.* **67**, 351 (1945) 90, 91
- [196] S. Ferrer, J. Alvarez, E. Lundgren, X. Torrelles, P. Fajardo, and F. Boschering, «Surface x-ray diffraction from Co/Pt(111) ultrathin films and alloys: Structure and magnetism», *Phys. Rev. B* **56**, 9848 (1997) 91, 92
- [197] H. Zeng, M. L. Yan, N. Powers, and D. J. Sellmyer, «Orientation-controlled nonepitaxial L10 CoPt and FePt films», *Appl. Phys. Lett.* **80**, 2350 (2002) 92
- [198] W. Wernsdorfer, «Classical and quantum magnetization reversal studied in nanometer-sized particles and clusters», *Adv. Chem. Phys.* **118**, 94 (2001) 96
- [199] H. F. Ding, W. Wulfhekel, and J. Kirschner, «Ultra sharp domain walls in the closure domain pattern of Co(0001)», *Europhys. Lett.* **57**, 100 (2007) 97
- [200] R. Moreno, R. F. Evans, S. Khmelevskiy, M. C. Muñoz, R. W. Chantrell, and O. Chubykalo-Fesenko, «Temperature-dependent exchange stiffness and domain wall width in Co», *Phys. Rev. B* **94**, 1 (2016) 97

Literaturverzeichnis

- [201] D. Grujicic and B. Pesic, «Micromagnetic studies of nickel microbars fabricated by nanoimprint lithography and electrodeposition», *J. Magn. Magn. Mater.* **288**, 196 (2005) 97
- [202] A. Aharoni, «Perfect and imperfect particles (Invited)», *IEEE Trans. Magn.* **22**, 478 (1986) 98
- [203] N. Ntallis and K. G. Efstathiadis, «Magnetization reversal mechanisms under oblique magnetic fields», *J. Magn. Magn. Mater.* **425**, 12 (2017) 99
- [204] P. Krone, D. Makarov, A. Cattoni, G. Faini, A.-M. Haghiri-Gosnet, I. Knittel, U. Hartmann, T. Schrefl, and M. Albrecht, «Investigation of the magnetization reversal of a magnetic dot array of Co/Pt multilayers», *J. Nanoparticle Res.* **13**, 5587 (2010) 99

Publikationsliste

Veröffentlichungen

A. Neumann, C. Thönnissen, A. Frauen, S. Hesse, A. Meyer and H. P. Oepen, «Probing the magnetic behavior of single nanodots», *Nano Lett.* **13**, 2199 (2013).

A. Neumann, D. Altwein, C. Thönnissen, R. Wieser, A. Berger, A. Meyer, E. Y. Vedmedenko and H. P. Oepen, «Influence of long-range interactions on the switching behavior of particles in an array of ferromagnetic nanostructures», *New Journal of Physics* **16**, 83012 (2014).

F. Klein, U. Treske, A. Koitzsch, D.R. Cavicchia, C. Thönnissen, R. Frömter, T. Roch, T. Mühl, «Nanoscale scanning electron microscopy based graphitization in tetrahedral amorphous carbon thin films», *Carbon* **107**, (2016).

R. A. Griffiths, P. W. Nutter, A. Neumann, C. Thönnissen, E.-S. Wilhelm, T. Thomson, «Signal asymmetries in the anomalous Hall effect of bilayer magnetic nanostructures», *Appl. Phys. Lett.* **109**, 132401 (2016).

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).

Konferenzbeiträge

J. Bach, R. Frömter, B. Beyersdorff, K. Bagschik, C. Weier, R. Adam, L. Müller, S. Schleitzer, J. Viefhaus, G. Winkler, C. Thönnissen, C. Gutt, G. Grübel und H. P. Oepen, «Pushing the spatial resolution of X-ray holographic microscopy below 20nm», Talk at the Spring-meeting of the German Physical Society (DPG) 2012, Berlin (Germany).

A. Neumann, C. Thönnissen, S. Heße, A. Meyer and H. P. Oepen, «Temperature dependent switching of single superparamagnetic nanodots», Talk at the Spring-meeting of the German Physical Society (DPG) 2012, Berlin (Germany).

Publikationsliste

C. Thönnißen, A. Neumann, S. Heße, A. Meyer and H. P. Oepen, «Procedure to separate anomalous Hall signals from individual Co/Pt nanodots», Poster at the Spring-meeting of the German Physical Society (DPG) 2012, Berlin (Germany).

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

J. Bach, R. Frömter, B. Beyersdorff, K. Bagschik, C. Weier, R. Adam, L. Müller, S. Schleitzer, J. Viefhaus, G. Winkler, C. Thönnißen, C. Gutt, G. Grübel, and H. P. Oepen, «High-resolved Soft X-ray Holographic Imaging at PETRA III», Poster at 22nd International Congress on X-ray Optics and Microanalysis 2013, Hamburg (Germany).

A. Neumann, C. Thönnißen, S. Heße, A. Meyer and H. P. Oepen, «Temperature dependent switching of single superparamagnetic nanodots», Talk at MRS Spring Meeting & Exhibit 2013, San Francisco (USA).

S. Heße, A. Neumann, C. Thönnißen, A. Meyer and H. P. Oepen, «Magnetization behavior of single Co/Pt nanodots», Poster at MRS Spring Meeting & Exhibit 2013, San Francisco (USA).

A. Neumann, D. Altwein, C. Thönnißen, A. Frauen, R. Wieser, A. Berger, A. Meyer, E. Vedmedenko and H. P. Oepen, «Probing the Magnetic Behavior of Single Nanodots», Talk at 58th Annual Magnetism and Magnetic Materials Conference 2013, Denver (USA).

K. Bagschik, C. Thönnißen, R. Frömter, J. Bach, B. Beyersdorff, C. Weier, R. Adam, L. Müller, S. Schleitzer, J. Viefhaus, G. Winkler, A. Meyer, C. Gutt, G. Grübel, and H. P. Oepen, «Imaging Magnetic Nanodots with Soft X-Ray Holographic Microscopy», Poster at CUI Winter School 2013, Obergurgl (Germany).

K. Bagschik, C. Thönnißen, R. Frömter, J. Bach, B. Beyersdorff, C. Weier, R. Adam, L. Müller, S. Schleitzer, J. Viefhaus, G. Winkler, A. Meyer, C. Gutt, G. Grübel, and H. P. Oepen, «Imaging Magnetic Nanodots With Soft X-Ray Holographic Microscopy», Poster at CUI International Symposium 2013, Hamburg (Germany).

C. Thönnißen, «Investigation of magnetization behavior of single nanodots», Talk at READi Workshop, Hamburg, Germany (2014).

A. Neumann, D. Altwein, C. Thönnißen, A. Frauen, R. Wieser, A. Berger, A. Meyer, E. Vedmedenko and H. P. Oepen, «Probing the Magnetic Behavior of Single Nanodots», Talk at InterMAG 2014, Dresden (Deutschland).

K. Bagschik, J. Bach, B. Beyersdorff, C. Thönnißen, G. Winkler, C. Weier, R. Adam, L. Müller, S. Schleitner, J. Viefhaus, C. M. Schneider, G. Grübel and H. P. Oepen «High-Resolution Soft X-Ray Holographic Microscope», Poster at 12th international conference on X-ray microscopy 2014, Melbourne (Australia).

C. Thönnißen, «Fabrication and investigation of single ferromagnetic nanostructures», Talk at CUI Winter School 2014, Weissenhäuser Strand (Germany).

A. Kobs, A. Farhadi, G. Winkler, C. Thönnißen, and H. P. Oepen, «Higher order contributions to the Anisotropic Interface Magnetoresistance (AIMR) in Ni/Pt layered structures», Poster at 22nd international colloquium on magnetic films and surfaces (ICMFS) 2015, Cracow (Poland).

C. Thönnißen, A. Neumann, S. Freercks, A. Meyer and H. P. Oepen, «Switching behavior of Pt/Co/Pt nanostructures», Poster at 22nd international colloquium on magnetic films and surfaces (ICMFS) 2015, Cracow (Poland).

K. Bagschik, R. Frömter, J. Wagner, S. Freercks, C. Thönnißen, J. Bach, B. Beyersdorff, H. P. Oepen, L. Müller, S. Schleitner, G. Grübel, M. Hardensson Berntsen, C. Weier, R. Adam, and C. M. Schneider «X-ray holographic imaging of magnetic nanostructures and spatial coherence determination», Talk at PETRA III P04 Users Meeting 2016, Hamburg (Germany).

J. Wagner, R. Frömter, K. Bagschik, S. Freercks, C. Thönnißen, B. Beyersdorff, L. Müller, S. Schleitner, M. Hardensson Berntsen, J. Viefhaus, G. Grübel, and H. P. Oepen, «Arrays of magnetic nanodots studied by X-ray holographic microscopy and scattering», Poster at MMM 2016, New Orleans (USA).

J. Wagner, K. Bagschik, R. Frömter, S. Freercks, C. Thönnißen, A. Kobs, L. Müller, M. Hardensson Berntsen, J. Viefhaus, G. Grübel, and H. P. Oepen, «Imaging of magnetic nanodots utilizing soft X-ray holographic microscopy», Poster at PETRA III Variable Polarization XUV Beamline P04 User Meeting 2016, Hamburg (Germany)

J. Wagner, R. Frömter, K. Bagschik, S. Freercks, C. Thönnißen, B. Beyersdorff, L. Müller, S. Schleitner, M. Hardensson Berntsen, J. Viefhaus, G. Grübel, and H. P. Oepen, «Arrays of magnetic nanodots studied by X-ray holographic microscopy and scattering», Poster at DESY Photon Science User Meeting 2017, Hamburg (Germany).

J. Wagner, R. Frömter, K. Bagschik, S. Freercks, C. Thönnißen, B. Beyersdorff, R. Buss, M. Riepp, A. Philippi-Kobs, L. Müller, S. Schleitner, M. H. Berntsen, J. Viefhaus, G. Grübel, and H. P. Oepen, «Arrays of magnetic Nanodots studied by X-ray holographic Microscopy and Scattering», Poster at the Spring-meeting of the German Physical Society (DPG) 2017, Dresden (Germany).

Publikationsliste

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).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen Personen bedanken, die mich bei der Fertigstellung meiner 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.

Zusätzlich möchte ich mich bei Dr. Robert Frömter für seine Unterstützung bei der Behebung von Problemen an den Messaufbauten bedanken.

Darüber hinaus bedanke ich mich bei meinen Kollegen Dr. Alexander Neumann, Phillip Staeck, Stefan Freercks und Eva-Sophie Wilhelm für die zahlreichen Diskussionen auch abseits der Physik. Insbesondere gilt mein Dank Phillip Staeck für seine umfassende Unterstützung in den letzten Monaten.

Zusätzlich bedanke ich mich bei Eva-Sophie Wilhelm, Stefan Freercks, Jochen Wagner, Jonathan Jacobsohn und Phillip Staeck für die Korrekturen meiner Arbeit.

Auch möchte ich mich bei der Arbeitsgruppe von Prof. Farle der Universität Duisburg/Essen, insbesondere Dr. Ulf Wiedwald und Xiang Yao, für die Herstellung der Kobaltkugeln und der Beschichtung der Hall-Kreuze mit Kobaltkugeln bedanken.

Meinem CUI Buddy Kai Bagschik möchte ich danken für die schöne Zeit während der Winter Schools und den Cui Meetings.

Axel Frauen und Dr. Andre Philippi-Kobs möchte ich für die tolle Zeit während der ICMFS 2015 und der anschließenden Ostblockreise danken.

Für die nette Arbeitsatmosphäre bedanke ich mich bei allen aktuellen und ehemaligen Mitgliedern der Gruppe G. Insbesondere bedanke ich mich bei den

Technikerinnen Brigitte Muhlack und Sonja Hesselmann für ihre Hilfe und für die zahlreichen Diskussionen abseits der Physik. Nicht zuletzt gebührt meiner Familie 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 16.01.2018