

Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung epitaktisch gewachsener Co/Ir- und Co/Pt-Grenzflächen

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

vorgelegt von

Fabian Kloodt-Twesten

Hamburg

2020

Gutachter/innen der Dissertation:

Prof. Dr. Hans Peter Oepen
Universität Hamburg

PD Dr. Allenspach
ETH Zürich

Zusammensetzung der Prüfungskommission:

Prof. Dr. Hans Peter Oepen
Universität Hamburg

PD Dr. Allenspach
ETH Zürich

Prof. Dr. Roland Wiesendanger
Universität Hamburg

Prof. Dr. Wolfgang Hansen
Universität Hamburg

Prof. Dr. Michael Thorwart
Universität Hamburg

Vorsitzende/r der Prüfungskommission:

Prof. Dr. Wolfgang Hansen

Datum der Disputation:

24.09.2020

Vorsitzender Fach-Promotionsausschuss Physik:

Prof. Dr. Günter H. W. Sigl

Leiter des Fachbereiches Physik:

Prof. Dr. Wolfgang Hansen

Dekan der Fakultät MIN:

Prof. Dr. Heinrich Graener

Zusammenfassung

Im Fokus der vorliegenden Arbeit steht die Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung (DMI) epitaktisch gewachsener Co/Ir(111)- und Co/Pt(111)-Proben. Mittels der Rasterelektronenmikroskopie mit Polarisationsanalyse (SEMPA) werden Domänenwände in einem Schichtdickenbereich abgebildet, in dem die Magnetisierung der Kobaltlagen eine senkrechte Vorzugsrichtung aufweist. Während die DMI Néelwände mit einem festen Rotationsinnern begünstigt, ist die Streufeldenergie für Blochwände minimal. Der mittels SEMPA gemessene Winkel der Magnetisierung in einer Domänenwand wird genutzt, um in einer Energieminimierung die DMI von Co/Ir(111) präzise zu bestimmen und den Wert der DMI von Co/Pt(111) einzugrenzen. Das dazu verwendete analytische Modell wird mit mikromagnetischen Simulationen verifiziert.

Untersucht werden thermisch aufgebraute, nicht-abgedeckte Kobaltlagen auf der (111)-Oberfläche eines Iridium- bzw. Platineinkristalls. Die Proben werden im Ultrahochvakuum hergestellt. Mittels Augerelektronenspektroskopie sowie Niedrigenergie-Elektronenbeugung wird einerseits die Reinheit der Oberflächen geprüft und andererseits die Struktur der Kobaltlagen untersucht. Die Proben werden im Ultrahochvakuum transferiert, sodass die Magnetisierung der Kobaltlagen mittels SEMPA abgebildet werden kann. Das anfänglich pseudomorphe Wachstum mit einer nahezu atomar glatten Grenzfläche zwischen Kobalt und Iridium bzw. Platin bietet eine hohe Vergleichbarkeit zu idealtypischen Systemen, die theoretischen Berechnungen der DMI zugrunde liegen. Daher lässt sich die an der Co/Ir(111)-Grenzfläche bestimmte DMI von $-(1,07 \pm 0,05)$ pJ/m als Vergleichswert nutzen, der eine Evaluation verschiedener Berechnungsansätze sowie deren Annahmen in Ab-initio-Berechnungen ermöglicht. Wenn die DMI nicht im mikromagnetischen Kontinuumsbild auf die (Grenz-)Fläche, sondern auf eine Bindung zwischen zwei Kobaltatomen der ersten Atomlage bezogen wird, entspricht dies einer Energie von $-(1,04 \pm 0,05)$ meV.

Des Weiteren wird im Rahmen der vorliegenden Arbeit experimentell belegt, dass die Co/Pt- und die Co/Ir-Grenzfläche DMI-Konstanten unterschiedlichen Vorzeichens hervorrufen. Es ist daher davon auszugehen, dass sich die Beiträge beider Grenzflächen zur DMI addieren, wenn Kobalt in einer Pt/Co/Ir-Schichtsequenz zwischen beiden Elementen

ten aufgebracht wird. Dies wurde bereits durch mehrere Ab-initio-Berechnungen der DMI nahegelegt, konnte jedoch durch experimentelle Untersuchungen der DMI an gesputterten Schichtsystemen bislang nicht reproduziert werden.

Zusätzlich zu den zuvor beschriebenen Untersuchungen wird im Rahmen der vorliegenden Arbeit als Nebenaspekt die zeitaufgelöste SEMPA (TR-SEMPA) weiterentwickelt. Diese Messmethode ermöglicht das Abbilden periodisch getriebener Magnetisierungsdynamik in einem Laborexperiment. Sie bietet zudem die Perspektive, die Dynamik magnetischer Skymionen, i.e. Knoten in der Magnetisierung, die durch die DMI stabilisiert werden, zu untersuchen. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden die Eigenschaften sowie die experimentellen Möglichkeiten des vorliegenden Aufbaus dargelegt und das weitere Potenzial der TR-SEMPA ausgearbeitet. In einer ersten Anwendung der TR-SEMPA wird die Dynamik gekoppelter, magnetischer Vortizes und Antivortizes in einer Stachelwand untersucht.

Abstract

This thesis focusses on the Dzyaloshinskii-Moriya interaction (DMI) of epitaxially grown Co/Ir(111) and Co/Pt(111) samples. Domain walls are imaged via scanning electron microscopy with polarization analysis (SEMPA) in a thickness range with an energetically preferred perpendicular magnetization of the cobalt layers. While the DMI favors Néel walls with a fixed sense of rotation, the stray-field energy is minimal for Bloch walls. Using the measured angle between the plane of rotation and the domain-wall normal and an energy minimization approach, the DMI of Co/Ir(111) is precisely determined and a value for the DMI of Co/Pt(111) is narrowed down. The applied analytical model is verified by micromagnetic simulations.

Thermally evaporated, uncapped cobalt on the (111) surfaces of an Iridium as well as of a Platinum single crystal is investigated *in situ* in ultrahigh vacuum. Using Auger electron spectroscopy and low-energy electron diffraction on the one hand, the cleanliness of the surfaces is confirmed. On the other hand, the structure of the cobalt layers is investigated. The grown samples are transferred in ultrahigh vacuum and the magnetization of the cobalt layers is imaged via SEMPA. The initial pseudomorphic growth with an atomically flat interface of cobalt on iridium or platinum ensures comparability to ideal-typical systems, which underlie theoretical calculations of the DMI. Therefore, the determined DMI of $-(1,07 \pm 0,05)$ pJ/m from the Co/Ir(111)-interface provides a reference value that enables one to evaluate different approaches of *ab initio* calculations as well as their assumptions. When the DMI is not stated per unit area of the interface in the micromagnetic continuum model, but per bond between two cobalt atoms at the interface, this corresponds to a DMI energy of $-(1,04 \pm 0,05)$ meV.

Furthermore, it is experimentally proven in this thesis, that the Co/Pt and the Co/Ir interfaces have opposite signs of the DMI. Hence, it is to be expected that the DMI contributions of both interfaces add up when cobalt is sandwiched in a Pt/Co/Ir stack between both materials. This was already indicated by multiple *ab initio* calculations of the DMI, but could not be reproduced by experimental investigations of the DMI on sputtered film systems so far.

In addition to the above mentioned-investigation, the time-resolved SEMPA (TR-SEMPA) is advanced further as a side project. This method allows for imaging of periodically driven magnetization dynamics in a convenient lab-based setting. It provides the perspective to investigate the dynamics of magnetic skyrmions, i.e., knots in the magnetization that are stabilized by the DMI. In this thesis the properties as well as technical possibilities of the present setup are set out and the further potential of the TR-SEMPA is elaborated upon. In a first application the dynamics of coupled, magnetic vortices and antivortices in a cross-tie wall is studied by TR-SEMPA.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen des Magnetismus	7
2.1	Mikromagnetische Energiebeiträge	8
2.1.1	Austauschenergie	8
2.1.2	Magnetostatische Energie	10
2.1.3	Magnetische Anisotropie	12
2.1.4	Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung	18
2.1.5	Integration der DMI in den Mikromagnetismus	23
2.2	Räumliche Verteilung der Magnetisierung in einer magnetischen Schicht . .	25
2.2.1	Domänen und Domänenwände unter senkrechter Vorzugsrichtung .	26
2.2.2	Spinspiralen und Skyrmionen	33
2.2.3	Verteilung der Magnetisierung in der Filmebene	35
2.2.4	Vortizes und Antivortizes	36
2.3	Feldgetriebene Magnetisierungsdynamik	38
2.3.1	Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung	39
2.3.2	Dynamik magnetischer Quasiteilchen im Thiele-Modell	41
3	Rasterelektronenmikroskopie mit Polarisationsanalyse	47
3.1	Einführung in das Funktionsprinzip	48
3.2	Wechselwirkung eines Elektronenstrahls mit Materie	49
3.2.1	Sekundärelektronen	52
3.2.2	Auger-Elektronen und charakteristische Röntgenstrahlung	55
3.2.3	Niedrigenergie-Elektronenbeugung	58
3.3	Experimenteller Aufbau	64
3.3.1	Augerelektronenspektroskopie	67
3.3.2	Niedrigenergie-Elektronenbeugung	68
3.3.3	Detektion des Sekundärelektronenspins	70
3.4	Aufnahme der senkrechten Magnetisierungskomponente	72

3.5	Magnetische Bildgebung an ex situ hergestellten Schichtsystemen	75
3.5.1	Abbildung von Streufeldern mittels SEMPA	77
	Veröffentlichung: Scanning electron microscopy with polarization analysis for multilayered chiral spin textures	77
3.5.2	Aufnahme der Magnetisierung eines Schichtsystems nach Argonbeschuss	81
3.6	SEMPA im Vergleich mit anderen Techniken	83
4	Darlegung der Zielsetzung	91
4.1	Magnetisierungsdynamik im SEMPA	92
4.2	Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung epitaktischer Systeme	93
4.2.1	Bestehende Messungen der DMI	94
4.2.2	Vergleich von Ab-initio-Berechnungen der DMI	106
4.2.3	Schlussfolgerung	111
5	Magnetisierungsdynamik im SEMPA	115
5.1	Realisierung der zeitaufgelösten SEMPA	117
	Veröffentlichung: Time-resolved scanning electron microscopy with polarization analysis	118
5.2	Welche Zeitauflösung lässt sich mittels SEMPA erreichen?	123
5.2.1	Energieverteilung der Sekundärelektronen	124
5.2.2	Verbesserungspotenzial der zeitlichen Auflösung	130
5.2.3	Potenzialunschärfe der Rückhaltegitter	132
5.2.4	Zeitliche Auflösung des magnetischen Signals	135
5.2.5	Laufzeitunterschiede zwischen den Messkanälen	137
5.2.6	Zeitliche Genauigkeit der Pulsdetektion	138
5.2.7	Fazit	140
5.3	Kopplung zwischen Vortizes und Antivortizes	140
	Veröffentlichung: Coupling between vortices and antivortices in a cross-tie wall studied by time-resolved SEMPA	144
5.4	Zusammenfassung und Ausblick	151

6	Magnetismus ultradünner Co-Schichten auf Ir(111) und Pt(111)	153
6.1	Präparation und Charakterisierung der Kobaltlagen	154
6.1.1	Präparation der Ir(111)-Oberfläche	155
6.1.2	Präparation der Pt(111)-Oberfläche	162
6.1.3	Präzises Aufdampfen weniger Kobaltlagen	163
6.1.4	Bestimmung einer Kobaltschichtdicke mittels Augerelektronenspek- troskopie	170
6.1.5	Wachstum des Kobalts auf Ir(111)	176
6.1.6	Wachstum des Kobalts auf Pt(111)	184
6.2	Bestimmung der Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung	198
6.2.1	DMI von Co/Pt(111)	199
	Veröffentlichung: SEMPA investigation of the Dzyaloshinskii-Moriya in- teraction in the single, ideally grown Co/Pt(111) interface	201
6.2.2	DMI von Co/Ir(111)	207
	Veröffentlichung: Measuring the Dzyaloshinskii-Moriya interaction of the epitaxial Co/Ir(111) interface	208
6.2.3	Analyse einer Domänenwand zur Bestimmung der DMI	214
6.2.4	DMI-Bestimmung aus der Untersuchung einer Domänenwand in der Literatur	232
6.3	Fazit	244
6.4	Ausblick	246
6.4.1	Einfluss der Grenzflächenbeschaffenheit	246
6.4.2	Bestimmung der DMI von Co/Pt(111)	247
6.4.3	Magnetische Vorzugsrichtungen einer Co/Ir(111)-Probe innerhalb der Filmebene	251
6.4.4	Bubble-Skyrmionen in Co/Pt(111) und Co/Ir(111)	253
7	Fazit und Ausblick	257

Anhang	261
A.1 Beitrag der kubischen Anisotropie zu der senkrechten Vorzugsrichtung der Magnetisierung	261
A.2 Ableitung der mikromagnetischen DMI	263
A.3 Veröffentlichung: Scanning electron microscopy with polarization analy- sis for multilayered chiral spin textures	267
A.4 Weitere Angaben und Umrechnungen zu der Tabelle 4.1	272
A.5 Methodik verschiedener DMI-Berechnungen	274
A.6 Supplemental Material: Measuring the Dzyaloshinskii-Moriya interac- tion of the epitaxial Co/Ir(111) interface	277
Literatur	295
Veröffentlichungen	345
Publikationsverzeichnis	345
Konferenzbeiträge	347
Eidesstattliche Erklärung	351
Danksagung	353

1 Einleitung

Unsere Gesellschaft basiert zunehmend auf dem schnellen Übermitteln, Verarbeiten und Speichern von digitalen Informationen. Es ist mittlerweile möglich in einen kassenlosen Supermarkt zu gehen, in dem beim Eingang die Kreditkarte oder ein QR-Code vom Smartphone gescannt wird, und den Markt mit Einkäufen ohne Wartezeit am Kassenband zu verlassen. Das als „Just Walk Out“-Technologie [1] beworbene Konzept basiert auf zahlreichen Kameras und Gewichtssensoren, die in einem Geschäft Kunden und Waren verfolgen, bis der Laden verlassen wird [2]. Als weiteres Beispiel ist das Smartphone zu nennen, das zur Frühstückszeit nützliche Stauhinweise für den Arbeitsweg gibt, weil es annimmt, dass der Besitzer wie jeden Donnerstagmorgen gegen sieben Uhr diesen Weg zur Arbeit antreten wird.

Digitale Informationen werden in unserem Alltag laufend gesammelt, gespeichert und wieder abgerufen. Dies lässt sich zum einen an etablierten Bestandteilen unseres Lebens, wie Computern, Tablets oder Smartphones, ausmachen. Zum anderen steigt der Gebrauch von eingebetteten Systemen in Sicherheitskameras, Multifunktionsgeräten, Fernsehern, Smartwatches, VoIP-Telefonie etc. rasant an [3]. Neue Konzepte wie bspw. der kassenlose Supermarkt oder auch das autonome Fahren lassen erkennen, dass das Aufkommen an digitalen Daten auch zukünftig stetig steigen wird und daher ein wachsender Bedarf an innovativen Datenspeichern besteht. Neben schnellen Zugriffszeiten, um Informationen in immer kürzeren Zeiträumen schreiben und lesen zu können, sind hohe Speicherdichten und ein niedriger Energieverbrauch für zukünftige Datenspeicher essentiell.

Die Entwicklung des Computers wurde maßgeblich geprägt und begleitet durch die magnetische Datenspeicherung in konventionellen Festplattenlaufwerken (HDD). Das Speichern von Informationen in ferromagnetischen Nanoteilchen auf immer kleineren Flächen stellt Entwickler/-innen von Speicherelementen jedoch zunehmend vor eine Herausforderung: Um den Verlust der magnetisch gespeicherten Informationen durch thermisch aktiviertes Schalten zu verhindern, muss die magnetische Anisotropie steigen, wenn das Volumen, in dem die Information gespeichert wird (das Bit), verringert werden soll. Während ma-

gnetisch gespeicherte Bits theoretisch bis zu Speicherdichten von 100 Tb/in^2 stabil sein können [4], erschwert die Komprimierung auf ein minimales Volumen mit hoher magnetischer Anisotropie das Schreiben von Informationen erheblich. Aktuell erzielt die Wärmeunterstützte Magnetaufzeichnung (HAMR) Bestwerte der Speicherdichte von 2 Tb/in^2 [5].

Eine zusätzliche Herausforderung für das Speichern und Lesen von Informationen leitet sich aus der Tatsache ab, dass Festplatten durch die mechanische Bewegung eines Schreib- und Lesekopfes sowie die Rotation des Speichermediums zum einen anfällig für mechanische Schäden sind und zum anderen mehrere Millisekunden benötigen, um Informationen zu adressieren. Die resultierenden Zugriffszeiten ließen sich in den letzten Jahrzehnten nicht im gleichen Maß wie die Rechenleistungen von Prozessoren steigern, sodass temporäre Speicherelemente notwendig sind. Neben den magnetischen Datenspeichern konnte sich mittlerweile auch die Solid-State-Disk (SSD), ein voll-elektrisches Flash-Speicherkonzept [6], auf dem Endkundenmarkt etablieren, die begleitet von einem höheren Preis höhere Schreib- und Lesegeschwindigkeiten bietet.

Motiviert durch den Bedarf an Datenspeichern mit immer höheren Speicherdichten und schnelleren Zugriffszeiten bei einem niedrigen Energieverbrauch befinden sich Industrie und Wissenschaft auf der Suche nach neuen und effektiveren Speicherkonzepten. Einen vielversprechenden Ansatzpunkt stellt die Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung (DMI) dar, die aus dem Bruch der Inversionssymmetrie in einem nicht-zentrosymmetrischen Kristallgitter resultiert oder an den Grenzflächen eines ultradünnen ferromagnetischen Films entsteht. Durch die DMI können magnetische Knoten in der Magnetisierung, sogenannte Skyrmionen, hervorgerufen werden, die aufgrund ihrer potenziell geringen Größe von wenigen Nanometern [7–11] häufig im Kontext zukünftiger Datenspeicher diskutiert werden [12–17]. Diese Anwendung erfordert neben einem gezielten Schreiben und Löschen einzelner Skyrmionen, das bereits demonstriert werden konnte [8, 18], die Stabilität von Skyrmionen bei Raumtemperatur [16]. Das Auftreten magnetischer Skyrmionen auf der Nanometerskala ist jedoch in vielen Fällen mit kryogenen Temperaturen und starken Magnetfeldern verbunden [7, 8, 10]. Erst kürzlich konnten Skyrmionen mit einem Durchmesser unterhalb von 5 nm auch im Nullfeld beobachtet werden [11, 19], wobei dies bei einer Temperatur von 4 K erfolgte. Deutlich größere Skyrmionen mit einem Durchmesser im Bereich von 400 nm ließen sich auch bei Raumtemperatur und ohne externes Magnet-

feld durch die kontrollierte Nutzung der Zwischenlagenaustauschkopplung zwischen zwei magnetischen Schichten stabilisieren [20].

Auch wenn die DMI in einem ferromagnetischen Film nicht groß genug ist, um Skyrmionen oder Spinspiralen energetisch zu stabilisieren, so kann die DMI dennoch einen großen Einfluss auf Domänenwände besitzen. In ultradünnen Filmen, in denen die Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung durch den Bruch der Spiegelsymmetrie an einer Grenzfläche auftritt, ist sie in der Lage Néelwände mit einem festen Rotationssinn der Magnetisierung hervorzurufen [21, 22]. Im Gegensatz zu Blochwänden, die die Streufeldenergie minimieren, können diese Néelwände effektiv unter Nutzung des Spin-Orbit-Torque [23] durch einen elektrischen Stromfluss verschoben werden [24–28] und weisen damit hohes Potential in einem „Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory“ [29] Anwendung zu finden auf. Da die DMI eine feste Orientierung der Magnetisierung in einer Domänenwand begünstigt, sind die resultierenden „Dzyaloshinskii-Domänenwände“ [22, 27] des Weiteren stabiler gegenüber der Gyration der Magnetisierung in einer Domänenwand (Walker breakdown)[22]. Die Geschwindigkeit mit der diese Domänenwände durch ein externes Feld [22] oder auch einen Stromfluss [30] verschoben werden können, lässt sich daher durch eine hohe Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung steigern.

Sowohl, um einzelne Skyrmionen zu stabilisieren, als auch für die gezielte Manipulation von Skyrmionen oder Domänenwänden über den Spin-Orbit-Torque ist daher ein grundlegendes Verständnis der DMI notwendig. Im Vordergrund steht dabei die Frage, wie sich eine möglichst hohe DMI an einer Grenzfläche realisieren lässt und welche Materialien sich dafür besonders eignen.

Initiiert durch die Beobachtung von Skyrmionen bei Raumtemperatur in $[\text{Pt}/\text{Co}/\text{Ir}]_{10}$ -Schichtsystemen [31], die durch Sputterdeposition¹ hergestellt wurden und somit für eine industrielle Anwendung attraktiv sind, wurde die DMI solcher Pt/Co/Ir-Systeme in den letzten Jahren intensiv untersucht [31–43]. Ab-initio-Berechnungen sagen vorher, dass die

¹Da der aus dem englischen abgeleitete Begriff des Sputterns oder auch der Sputterdeposition für eine Kathodenzerstäubung gebräuchlicher ist, wird dieser Begriff in der vorliegenden Arbeit verwendet. Wenn nicht anders angegeben, ist mit der Sputterdeposition dann eine Magnetronzerstäubung oder in Einzelfällen auch eine Ionenstrahlzerstäubung gemeint. Im Vergleich zu der thermischen Verdampfung von Materialien ist das Aufbringen dünner Schichten über die Sputterdeposition kostengünstig, schnell, unkomplex und großflächig anwendbar, sodass es für eine industrielle Anwendung attraktiv ist.

Co/Pt- und die Co/Ir-Grenzflächen DMI-Konstanten unterschiedlichen Vorzeichens hervorrufen, die sich folglich aufsummieren, wenn Kobalt in einer Schichtsequenz zwischen Platin und Iridium aufgebracht wird [36]. Eine starke DMI ist dabei zum einen für die Stabilisierung von Skyrmionen essentiell [44, 45] und ermöglicht zum anderen eine effektive Verschiebung von Skyrmionen oder auch Domänenwänden über den genannten Spin-Orbit-Torque [24, 25, 46]. Schichtsysteme, die wie das Pt/Co/Ir-System eine starke DMI aufweisen, könnten daher perspektivisch in einem „Skyrmion Racetrack“-Speicher [13–15, 47] Verwendung finden.

Experimentelle Messungen der DMI stellen jedoch die aus Berechnungen stammende Auffassung, dass die DMI der Co/Ir- und die DMI der Co/Pt-Grenzfläche ein unterschiedliches Vorzeichen aufweist, in Frage [43, 48–51]. So schließen viele Untersuchungen [43, 49–53] auf eine abschwächende Wirkung beider Grenzflächen, wenn Kobalt in einer Schichtsequenz zwischen Platin und Iridium aufgebracht wird. Die zitierten Untersuchungen wurden allerdings an durch Sputterdeposition hergestellten Proben durchgeführt, deren Grenzflächenbeschaffenheiten sich von Anlage zu Anlage unterscheiden. Anzunehmen ist nicht, dass diese Experimente Aussagen über die DMI als intrinsische Eigenschaft einer Co/Ir- oder Co/Pt-Grenzfläche treffen können, sondern bspw. eine durch eine Materialdurchmischung modifizierte DMI bestimmt wurde. In einem naiven Bild ist nicht zu erwarten, dass eine Materialdurchmischung eine für die ideale Co/Ir-Grenzfläche negative DMI [36, 37, 54–56] zu einer positiven DMI [43, 49–53] verändert. Ausgehend von dieser widersprüchlichen Situation zwischen Berechnungs- und Messergebnissen der DMI widmet sich die vorliegende Arbeit der Klärung dieses Sachverhalts.

In dieser Arbeit wird die Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung epitaktisch gewachsener Co/Ir(111)- und Co/Pt(111)-Systeme untersucht, die eine hohe Vergleichbarkeit zu den idealen Systemen einer theoretischen Berechnung aufweisen. Damit wird eine Abweichung der DMI durch eine reduzierte Grenzflächenqualität (bspw. wegen einer Materialdurchmischung) minimiert und es lassen sich Aussagen über die DMI als intrinsische Eigenschaft der Co/Ir- bzw. Co/Pt-Grenzfläche treffen. Die vorliegende Arbeit ist dabei wie folgt gegliedert:

Im anschließenden Kapitel 2 werden zunächst die Grundlagen des Magnetismus wiedergegeben, die für das Verständnis dieser Arbeit essenziell sind. Der Schwerpunkt liegt

dabei auf der Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung und ihrem Einfluss auf Domänenwände. Das Kapitel 3 befasst sich daraufhin mit den experimentellen Grundlagen dieser Arbeit. Insbesondere wird die zur Abbildung der Magnetisierung genutzte Rasterelektronenmikroskopie mit Polarisationsanalyse (SEMPA) diskutiert und darauf eingegangen, inwiefern mittels des vorhandenen SEMPA-Aufbaus eine Aufnahme der zur Probenebene senkrechten Magnetisierungskomponente möglich ist. Darüber hinaus werden die im Rahmen der vorliegenden Arbeit gewonnenen Erkenntnisse zum Abbilden der Magnetisierung von *ex situ*-hergestellten Proben mittels SEMPA dargelegt. In Kapitel 4 wird auf Basis der theoretischen und experimentellen Grundlagen die Zielsetzung der vorliegenden Schrift erarbeitet. Es wird die komplexe Situation, die sich aus bisherigen wissenschaftlichen Veröffentlichungen bezüglich der DMI einer Co/Pt- und einer Co/Ir-Grenzflächen ergibt, noch einmal genauer aufgearbeitet und die Bedeutung dargelegt, die DMI einer nahezu idealen Grenzfläche zu bestimmen.

Im Kapitel 5 wird die Entwicklung der zeitaufgelösten SEMPA-Technik (TR-SEMPA) diskutiert, die es ermöglicht periodisch getriebene Magnetisierungsdynamik mit den Vorzügen der SEMPA (wie bspw. einer vektoriellen Abbildung der Magnetisierung oder einer hohen Oberflächensensitivität) aufzuzeichnen. In einer ersten Anwendung wird die gekoppelte Dynamik magnetischer Vortizes und Antivortizes in einer Stachelwand untersucht und es werden die Möglichkeiten der neu entwickelten Messmethode aufgezeigt. Es liegt nahe, dass sich perspektivisch die TR-SEMPA auch nutzen lässt, um die Dynamik magnetischer Skyrmionen zu untersuchen. Die vorliegende Arbeit schafft hierfür zunächst die Grundlagen und liefert einen Beitrag zu einem tieferen Verständnis der DMI.

Im Kapitel 6 wird die Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung (DMI) epitaktisch gewachsener Co/Ir(111)- und Co/Pt(111)-Proben betrachtet. Es werden Kobaltschichten im Ultrahochvakuum thermisch auf monokristallinem Substrat aufgebracht und untersucht. Die auf diese Weise hergestellten Proben weisen besonders scharfe Grenzflächen auf (d.h. mit einer minimalen Materialdurchmischung) und bieten gleichzeitig eine maximale kristalline Ordnung. Beide betrachteten Systeme weisen durch ihre nahezu perfekten Grenzflächen eine hohe Vergleichbarkeit zu den Systemen in theoretischen Berechnungen auf und ermöglichen damit ein Vergleichsmaß der DMI, das eine Evaluation von Ab-initio-Berechnungen der DMI und deren Annahmen erlaubt. Über die Bedeutung der beiden untersuchten Ma-

terialsysteme hinaus eröffnet dies die Möglichkeit die Vorhersagekraft von Berechnungen der DMI zu verbessern.

Die vorliegende Arbeit stellt grundsätzlich eine Monografie dar und ist nicht kumulativ aufgebaut, da wesentliche Teile bisher nicht veröffentlicht wurden. Vier Publikationen, zu denen im Rahmen der vorliegenden Arbeit wesentlich beigetragen werden konnte, wurden jedoch in diese Arbeit integriert und sind in der Art einer kumulativen Dissertation in den entsprechenden Unterkapiteln zu finden. Eine weitere Veröffentlichung, die nur auszugsweise wiedergegeben wird, ist im Anhang A.3 zu finden.

2 Grundlagen des Magnetismus

Das Auftreten von Ferromagnetismus ist ein quantenmechanisches Phänomen, das sich folglich mit klassischen Mitteln der Physik nicht verstehen lässt. In den bekannten 3d-Ferromagneten Eisen, Kobalt und Nickel führt die Kombination von Coulombenergie und Pauli-Prinzip zu einer kollektiven Parallelausrichtung von den Elektronenspins in den D-Bändern und somit zum Auftreten von Ferromagnetismus. Betrachtet man das Verhalten eines Ferromagneten auf der Längenskala von wenigen Nanometern, so sind bereits zu viele Atome und Elektronen involviert, um eine quantenmechanische Beschreibung auf atomarer Ebene zu ermöglichen. Um daher ferromagnetisches Verhalten auf der Skala von wenigen Nanometern bis in den Mikrometerbereich beschreiben zu können [57], hat sich der Mikromagnetismus, die Kontinuumsstheorie der magnetischen Momente, als äußerst nützliches Werkzeug erwiesen. Diese mikromagnetische Betrachtungsweise, die auf Landau und Lifshitz [58] zurückgeht, ist die Grundlage der vorliegenden Arbeit und wird im Folgenden vorgestellt.

Anstelle einzelner magnetischer Momente betrachtet der Mikromagnetismus die Magnetisierung $\vec{M}$, eine kontinuierliche Funktion des Ortes, die einem magnetischen Moment pro Einheitsvolumen entspricht. Dieser Übergang von einzelnen magnetischen Momenten, respektive Elektronenspins, zu einer kontinuierlichen Magnetisierung ist gerechtfertigt und stellt eine sinnvolle Vereinfachung dar, wenn ausschließlich Strukturen untersucht werden, deren Ausdehnungen signifikant oberhalb der atomaren Skala liegen. Sämtliche magnetische Energiebeiträge lassen sich dann als Funktion dieser Magnetisierung $\vec{M}$ ausdrücken, sodass der magnetische Grundzustand eines Festkörpers basierend auf einem Variationsansatz bestimmt werden kann.

Im Folgenden werden einzelne Beiträge der mikromagnetischen Energie diskutiert. Der Schwerpunkt liegt dabei auf der in dieser Arbeit untersuchten Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung, die entsprechend ausführlicher erörtert wird. Details zu Beiträgen wie magnetischen Anisotropien sowie Austausch-, Zeeman- und Streufeldenergie sind leicht in Standardlehrbüchern [57, 59–64] zu finden und werden daher nur in Kurzform betrachtet.

Da im Allgemeinen nicht alle Beiträge gleichzeitig minimal sein können, ist die Minimierung der mikromagnetischen Energie stets mit energetischen Kompromissen unter den Beiträgen verbunden und resultiert in dem Auftreten statischer, magnetischer Strukturen wie Domänen, Domänenwände, Vortizes, Antivortizes und Skyrmionen. Diese Strukturen der Magnetisierung werden in dem anschließenden Abschnitt 2.2 betrachtet. Der dann folgende Abschnitt 2.3 beschäftigt sich mit dem dynamischen Verhalten der Magnetisierung. Die vorliegende Arbeit konzentriert sich dabei auf die hier relevante Magnetisierungsdynamik, die durch ein externes Magnetfeld getrieben wird.

2.1 Mikromagnetische Energiebeiträge

Obgleich der Ursprung einzelner magnetischer Energiebeiträge stets auf der Ebene von Atomen zu finden ist, lassen sich diese Beiträge als Funktionale der Magnetisierung $\vec{M}$ ausdrücken. Die Minimierung der daraus resultierenden mikromagnetischen Gesamtenergie durch Variationsrechnung liefert dann die Magnetisierung des magnetischen Grundzustands eines Ferromagneten. Im Folgenden werden die für diese Arbeit relevanten Beiträge, d.h. Austauschenergie, magnetische Anisotropien, Zeeman-Energie, Streufeldenergie und Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung, die sich zu der mikromagnetischen Gesamtenergie addieren, diskutiert.

2.1.1 Austauschenergie

Die Austauschenergie, die sich aus der Coulombenergie ableitet, lässt sich als Ursache jeglicher langreichweitigen magnetischen Ordnung in einem ferromagnetischen Material ausmachen. Da Elektronen Fermionen sind, muss nach dem Pauli-Prinzip ihre Wellenfunktion in Bezug auf die Vertauschung von Elektronen antisymmetrisch sein. Eine antisymmetrische Gesamtwellenfunktion, die sich aus dem Produkt der Orts- und der Spinwellenfunktion zusammensetzt, erfordert eine antisymmetrische Ortswellenfunktion, wenn die Spinwellenfunktion symmetrisch ist und zwei Elektronenspins gleich ausgerichtet sind. Ebenso erfordert sie aber auch, dass die Ortswellenfunktion symmetrisch ist, wenn die Spinwellenfunktion antisymmetrisch ist und damit zwei Elektronenspins entgegengesetzt

ausgerichtet sind. Als Konsequenz lässt sich die Energiedifferenz zwischen antisymmetrischer und symmetrischer Ortswellenfunktion mit der Ausrichtung zweier Elektronenspins $\vec{s}_i$ und $\vec{s}_j$ verknüpfen und motiviert den bekannten Hamilton-Operator des Heisenberg-Modells [60]:

$$H_{\text{ex}} = - \sum_{i \neq j} J_{ij} (\vec{s}_i \cdot \vec{s}_j) \quad (2.1)$$

Der an dieser Stelle eingeführte Parameter J_{ij} wird als Austauschkonstante oder auch Austauschintegral bezeichnet. Während ein negatives J_{ij} eine antiparallele Ausrichtung zweier Spins energetisch begünstigt und somit für ein antiferromagnetisches Material zu erwarten ist, lässt sich eine positive Austauschkonstante J_{ij} mit parallel ausgerichteten Spins verknüpfen und dementsprechend mit einem Ferromagneten.

In der mikromagnetischen Näherung wird die Summe über diskrete Spins durch eine Integration über die kontinuierliche Magnetisierung $\vec{M}$ bzw. deren Einheitsvektor $\vec{m} = \vec{M}/M_s$ ersetzt. Durch eine starke Austauschwechselwirkung treten nur geringe Winkelabweichungen zwischen benachbarten Spins auf und rechtfertigen eine Taylor-Entwicklung der Spinmomente in Gleichung 2.1 [60]. Dies führt zu der auf ein Volumen bezogenen mikromagnetischen Austauschenergiedichte [57, 58]:

$$e_{\text{ex}} = A \left[\left(\vec{\nabla} m_x \right)^2 + \left(\vec{\nabla} m_y \right)^2 + \left(\vec{\nabla} m_z \right)^2 \right] \quad (2.2)$$

Die materialabhängige Größe A bezeichnet die Austauschsteifigkeit und lässt sich aus der direkten Austauschkonstante J_{ij} ableiten [60]. In diesem einfachen Bild entsteht die Austauschwechselwirkung der Übergangsmetalle Fe, Co und Ni, die in der vorliegenden Arbeit von Interesse sind, einzig durch lokalisierte 3d-Orbitale, sodass der Metallcharakter dieser Materialien und somit der Einfluss von Leitungselektronen vernachlässigt wird [60]. Leitungselektronen bringen zusätzlich zu dem vorgestellten direkten Austausch einen indirekten Austauschmechanismus, bekannt als RKKY-Wechselwirkung [65], in die Austauschsteifigkeit A der Gleichung 2.2 ein [57]. Für tiefergehende Information sei jedoch auf weiterführende Literatur verwiesen [57, 59–64].

2.1.2 Magnetostatische Energie

Die magnetostatische Energie beschreibt die Wechselwirkung der Magnetisierung $\vec{M}$ mit einem Magnetfeld $\vec{H}$. Je nach Quelle des Magnetfeldes lassen sich zwei Beiträge der magnetostatischen Energie separat betrachten: Zum einen entsteht die Zeeman-Energie E_Z , auch externe Feldenergie genannt [57], aus den Energien einzelner magnetischer Momente in einem externen Magnetfeld $\vec{H}_{\text{ex}}$ [66]. Zum anderen lässt sich eine Streufeldenergie aus der Selbstenergie eines Streufeldes $\vec{H}_{\text{Streu}}$ ableiten, das durch die Magnetisierung hervorgerufen wird [66].

Zeeman-Energie

Der erste Beitrag, die Zeeman-Energie, die die Wechselwirkung der Magnetisierung $\vec{M}$ mit einem externen Magnetfeld $\vec{H}_{\text{ex}}$ ausdrückt, lässt sich über

$$E_Z = -\mu_0 \int_V \vec{M} \cdot \vec{H}_{\text{ex}} dV \quad (2.3)$$

bestimmen [57]. Da die Magnetisierung außerhalb des Ferromagneten verschwindet, ist lediglich eine Integration über das Volumen V des Ferromagneten erforderlich. Kann das externe Magnetfeld wie in Kapitel 5 als homogen über diesem Volumen V angesehen werden, so ist die Streufeldenergie lediglich von dem Mittelwert der Magnetisierung abhängig, nicht aber von der genauen Verteilung dieser Magnetisierung. Die Berechnung dieses Beitrages ist damit vergleichsweise leicht zu bewerkstelligen.

Streufeldenergie

Der zweite Beitrag der magnetostatischen Energie stammt aus dem Magnetfeld, das die Magnetisierung $\vec{M}$ selbst hervorruft. Unter Verwendung der zweiten Maxwell-Gleichung ($\text{div} \vec{B} = 0$) lässt sich über

$$\text{div} \left(\vec{H}_{\text{Streu.}} \right) = -\text{div} \left(\vec{M} \right) \quad (2.4)$$

ein sogenanntes Streufeld $\vec{H}_{\text{Streu.}}$ definierten¹. Quellen und Senken der Magnetisierung fungieren für dieses Streufeld als „magnetische Ladungen“, die jedoch im Gegensatz zu elektrischen Ladungen nicht isoliert vorkommen können [57]. Sie entstehen beispielsweise an Probenkanten oder auch innerhalb von Domänenwänden. Aus der Magnetisierung heraus kann folglich eine magnetische Volumenladungsdichte $\lambda_v := -\text{div}\vec{M}$ sowie eine Oberflächenladungsdichte $\sigma_s := \vec{M} \cdot \vec{n}$, mit $\vec{n}$ dem Normalenvektor der Oberfläche, definiert werden [57].

Über die Beziehung $\vec{H}_{\text{Streu.}} = -\vec{\nabla}\Phi(\vec{r})$ lässt sich das resultierende Streufeld aus einem Potenzial $\Phi(\vec{r})$ bestimmen, das die allgemeine Poisson-Gleichung lösen muss. Mit physikalisch sinnvollen Randbedingungen ergibt sich folglich [66]:

$$\Phi(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \left[\int \frac{\lambda_v}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dV' + \int \frac{\sigma_s}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dS' \right] \quad (2.5)$$

Die magnetische Feldenergiedichte $\frac{\mu_0}{2} \vec{H}^2$ [67] führt dann zu der Streufeldenergie:

$$E_{\text{Streu}} = \frac{\mu_0}{2} \int \left(\vec{H}_{\text{Streu.}} \right)^2 dV = -\frac{\mu_0}{2} \int_V \vec{M} \cdot \vec{H}_{\text{Streu.}} dV \quad (2.6)$$

Das erste Integral leitet sich direkt aus der magnetische Feldenergiedichte ab und verdeutlicht, dass die Streufeldenergie stets positiv sein muss. Das zweite Integral ist mathematisch identisch zum ersten Integral [57], lässt sich jedoch im Allgemeinen leichter lösen, da es sich lediglich über das Volumen V des Ferromagneten erstreckt und nicht über den gesamten Raum. Eine partielle Integration dieses Integrals liefert den hierzu äquivalenten Ausdruck:

$$E_{\text{Streu}} = -\frac{\mu_0}{2} \int_V \lambda_v(\vec{r}) \Phi(\vec{r}) dV \quad (2.7)$$

Die Berechnung der Streufeldenergie erfordert damit die Evaluation von sechs Integralen und ist außer für Sonderfälle analytisch komplex. Auch in numerischen Berechnungen ist die Streufeldenergie aufgrund dieser Integration bzw. Summation im Regelfall der limitierende Faktor, der letztlich den Rechenaufwand definiert.

¹Häufig wird für das Streufeld auch die äquivalente Bezeichnung Entmagnetisierungsfeld verwendet. Etabliert wird $\vec{H}_{\text{Streu.}}$ im Inneren eines Ferromagneten als Entmagnetisierungsfeld bezeichnet und außerhalb des Magneten als Streufeld.

2.1.3 Magnetische Anisotropie

Das Auftreten magnetischer Vorzugsrichtungen wird allgemein als magnetische Anisotropie bezeichnet [61]. Ursache solcher Vorzugsrichtungen ist in den meisten Fällen die Spin-Bahn-Wechselwirkung, die die Orientierung der Magnetisierung an die Symmetrie eines Ferromagneten koppelt [68]. Phänomenologisch lassen sich damit alle Anisotropiebeiträge durch Polynome aus Richtungskosinusfunktionen, die mit der vorliegenden Symmetrie konform sind [57], ausdrücken. Nur in wenigen Fällen müssen mehr als der erste oder die ersten beiden Terme einer solchen Polynomentwicklung betrachtet werden, da thermische Anregungen der Magnetisierung Beiträge höherer Ordnungen herausmitteln [57].

In dem Kapitel 6 werden epitaktische Kobaltschichten auf Ir(111)- und Pt(111)-Einkristallen betrachtet. Die kristalline Struktur solcher Kobaltschichten resultiert in einer magnetokristallinen Anisotropie, deren Symmetrie sich aus der Kristallsymmetrie ableitet. Die perfekte Symmetrie einer Kristallstruktur geht jedoch an Grenz- und Oberflächen verloren, sodass Grenzflächen mit einer Grenzflächenanisotropie verbunden sind [69]. Auch resultiert die wachstumsbedingte Verspannung der Kobaltschicht in einer magnetischen Anisotropie, die als magnetoelastische Anisotropie bezeichnet wird [70–72]. Zusätzlich zu diesen Anisotropien, die durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung entstehen, tritt auch eine Formanisotropie auf, die letztlich auf die Streufeldenergie zurückgeführt werden kann [57]. Im Folgenden werden die einzelnen Beiträge zu der magnetischen Anisotropie zunächst separat betrachtet und anschließend ihre Addition zu einer effektiven Anisotropie diskutiert.

Im Gegensatz zu den epitaktisch gewachsenen Kobaltschichten sind die $\text{Fe}_{70}\text{Co}_8\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ -Mikrostrukturen, die im Kapitel 5 untersucht werden, amorph. Aus ihrer Beschaffenheit leiten sich daher keine Anisotropiebeiträge ab, sodass die Magnetisierung wegen der dominierenden Formanisotropie bzw. Streufeldenergie in der Filmebene orientiert ist.

Magnetokristalline Anisotropie

Ursache der magnetokristallinen Anisotropie ist die Spin-Bahn-Wechselwirkung, die die Orientierung der Magnetisierung an das Gitter eines Kristalls koppelt. Die Symmetrie der magnetokristallinen Anisotropie kann daher phänomenologisch aus der Kristallstruktur abgeleitet werden. Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit Kobaltschichten, die auf einer einkristallinen Ir(111) oder Pt(111)-Oberfläche wachsen. Aus diesem Grund werden im folgenden Anisotropien betrachtet, die aus einem kubischen und einem hexagonalem Kobaltwachstum entstehen können.

Hexagonales Gitter Hexagonales Kobalt wächst auf einer (111)-Oberfläche eines fcc-Substrates, wie Iridium oder Platin, in der (0001)-Orientierung. Die Potenzreihenentwicklung der magnetokristallinen Anisotropie muss mit dieser hexagonalen Symmetrie des Gitters konform sein. Bis einschließlich der sechsten Ordnung folgt daher [72, 73]:

$$e_{\text{hx}} = K_{\text{hx1}} \sin^2 \theta + K_{\text{hx2}} \sin^4 \theta + K_{\text{hx3}} \sin^6 \theta + K_{\text{hx4}} \sin^6 \theta \cos(6\varphi) \quad (2.8)$$

Dabei bezeichnen θ und φ jeweils den Winkel zwischen der Magnetisierung und der c-Achse (hier senkrecht zur Filmebene) sowie den Winkel zwischen der Magnetisierung und der $[10\bar{1}0]$ -Richtung innerhalb der Basalebene. Die ersten drei Terme entsprechen einer uniaxialen Anisotropie, die senkrecht zu der Filmebene orientiert ist. Für Filmsysteme mit einer senkrechten Magnetisierung ($\theta = 0^\circ, 180^\circ$) reicht allgemein die Betrachtung der ersten beiden Terme oder auch nur des ersten Terms aus, sodass Beiträge höherer Ordnungen vernachlässigt werden können [57]. Im Gegensatz dazu wird für dickere Kobaltschichten, die eine Magnetisierung in der Filmebene aufweisen, der vierte Term relevant, da dieser eine Vorzugsrichtung innerhalb dieser Ebene definiert. Für Kobalt wurden bei Raumtemperatur folgende Anisotropiekonstanten bestimmt [74]:

$$K_{\text{hx1}} = 5,1 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$$

$$K_{\text{hx2}} = 1,2 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$$

$$K_{\text{hx4}} = 6,1 \cdot 10^3 \text{ J/m}^3$$

Kubisches Gitter Abgeleitet aus der Symmetrie einer kubischen Kristallstruktur erhält man in der zweiten Ordnung die Anisotropieenergiedichte [57]:

$$e_k = K_{k1} (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2) + K_{k2} (\alpha_1^2 \alpha_2^2 \alpha_3^2) \quad (2.9)$$

Mit α_i werden dabei die Richtungskosinusse zwischen den Kristallachsen und der Magnetisierung bezeichnet. Höhere Ordnungen, sowie der Einfluss von K_{k2} , können in den meisten Fällen vernachlässigt werden [57]. Das Vorzeichen von K_{k1} bestimmt, ob die leichte Achse der Magnetisierung in den $\langle 100 \rangle$ - oder den $\langle 111 \rangle$ -Richtungen liegt.

An Kobaltschichten mit einer fcc-Stapelung haben Suzuki *et al.* [75] Anisotropiekonstanten von $K_{k1} = -6,2 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$ und $K_{k2} = 1 \cdot 10^3 \text{ J/m}^3$ bestimmen können. Eine frühere Messung von Fischer [76] lieferte $K_{k1} = -5,4 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3$. Das negative Vorzeichen von K_{k1} zeichnet die $\langle 111 \rangle$ -Richtungen als leichte Achsen der Magnetisierung aus und begünstigt ähnlich der hexagonalen Anisotropien eine Ausrichtung der Magnetisierung senkrecht zu der Filmebene einer Co(111)-Schicht. Da jedoch eine Ausrichtung der Magnetisierung in allen $\langle 111 \rangle$ -Richtungen, bspw. auch in der $[\bar{1}11]$ -Richtung, energetisch günstig ist, haben die kubischen Beiträge keinen uniaxialen Charakter. Wird die Magnetisierung, wie zuvor mit den Winkeln θ und φ , in einer Basis, die der Kristallorientierung auf dem Substrat entspricht, durch

$$\vec{m} := \sqrt{\frac{1}{2}} \sin \theta \cos \varphi \begin{pmatrix} -1 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \sqrt{\frac{1}{6}} \sin \theta \sin \varphi \begin{pmatrix} -1 \\ -1 \\ 2 \end{pmatrix} + \sqrt{\frac{1}{3}} \cos \theta \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

parametrisiert, so erhält man aus der Anisotropieenergiedichte in Gleichung 2.9 den Ausdruck [57]:

$$\begin{aligned} e_k = & K_{k1} \left[\frac{1}{4} \sin^4 \theta + \frac{1}{3} \cos^4 \theta - f_1(\theta, \varphi) \right] + \\ & \frac{1}{108} K_{k2} \left[2 \sin^6 \theta \sin^2(3\varphi) + \cos^2 \theta f_2^2(\theta) + 6 f_1(\theta, \varphi) f_2(\theta) \right] \end{aligned} \quad (2.11)$$

mit $f_1(\theta, \varphi) = \frac{-\sqrt{2}}{3} \cos \theta \sin^3 \theta \sin(3\varphi)$ und $f_2(\theta) = 2 \cos^2 \theta - 3 \sin^2 \theta$

In der vorliegenden Arbeit sind zwei Fragestellungen, die sich aus dieser magnetokristallinen Anisotropie eines kubischen Gitters ergeben, von Bedeutung. Zum einen werden

Domänen und Domänenwände in einer Kobaltschicht, die eine leichte Achse senkrecht zu der Filmebene aufweist, untersucht. Im Anhang A.1 wird daher diskutiert, inwiefern die Gleichung 2.11 eine senkrechte Magnetisierung zusätzlich begünstigt. Es stellt sich heraus, dass die Energiedifferenz zwischen einer Magnetisierung innerhalb und außerhalb der Filmebene bei $5 \cdot 10^3 \text{ J/m}^3$ liegt und daher die magnetokristalline Anisotropie von Kobalt in einer fcc-Stapelung einen vernachlässigbaren Beitrag zu der uniaxialen Anisotropie hervorruft.

In der vorliegenden Arbeit wird über dies hinaus eine Vorzugsrichtung der Magnetisierung in der Filmebene beobachtet. Mit $\theta = 90^\circ$ erhält man aus der Gleichung 2.11

$$e_{\text{ip}} = K_{\text{ip}} \cos(6\varphi), \quad (2.12)$$

wobei $K_{\text{ip}} = -\frac{1}{108}K_{\text{k2}} \approx 9 \text{ J/m}^3$ vernachlässigbar gering ist. Dieser Wert liegt deutlich unterhalb sämtlicher Anisotropiekonstanten, die aus einem hexagonalem Kobaltwachstum hervorgehen würden.

Grenzflächenanisotropie

Die perfekte Symmetrie einer Kristallstruktur geht sowohl an Grenz- als auch an Oberflächen verloren, sodass beide mit einer sogenannten Grenzflächenanisotropie verbunden sind [69]. Da es sich bei der Grenzflächenanisotropie um einen Grenzflächeneffekt handelt, skaliert sie stets invers mit der Dicke einer magnetischen Schicht t und nimmt daher für ein strukturell isotropes Medium die Form

$$e_{\text{s}} = \frac{K_{\text{s1}}}{t} \sin^2 \theta + \mathcal{O}(\sin^4 \theta) \quad (2.13)$$

an. Die Anisotropiekonstante K_{s1} ist keine Materialkonstante bspw. von Kobalt, sondern hängt von beiden Materialien, die an einer Grenzfläche aufeinandertreffen, sowie der Grenzflächenbeschaffenheit ab [77–81]. Selbstverständlich besitzt jede magnetische Schicht auch zwei Grenzflächen, die beide potenziell zu der Anisotropiekonstanten K_{s1} beitragen.

Werden, wie in der vorliegenden Arbeit, Grenzflächen zwischen Materialien mit einer hohen kristallinen Ordnung betrachtet, so ist auch in der Filmebene die Symmetrie einer Grenzfläche nicht isotrop. Konzeptionell treten dann auch Beiträge der Grenzflächenanisotropie auf, die innerhalb der Filmebene Vorzugsrichtungen auszeichnen [72, 82, 83].

Da diese Beiträge jedoch in den meisten Fällen vergleichsweise gering sind [57], werden solche Beiträge an dieser Stelle nicht tiefgründiger diskutiert und es sei auf weiterführende Literatur verwiesen [57, 72, 82, 83].

Magnetoelastische Anisotropie

In der vorliegenden Arbeit werden dünne Kobaltschichten auf Ir(111)- und Pt(111)-Einkristallen betrachtet, zwischen denen eine signifikante Gitterfehlانpassung vorliegt. Die größeren Gitterkonstanten von Platin und Iridium verzerren die Kobaltschichten, sodass diese in der Filmebene gestreckt und außerhalb der Filmebene entsprechend gestaucht² werden. Eine homogene Verzerrung aller Kobaltlagen modifiziert die magnetokristalline Anisotropie und ruft eine sogenannte magnetoelastischen Anisotropie hervor [70–72]. Diese magnetoelastische Anisotropie ist, wie auch die magnetokristalline Anisotropie, ein Volumenbeitrag und zeigt daher a priori keine Schichtdickenabhängigkeit [57]. Da Gitterverzerrungen und die damit verbundenen Gitterverspannungen sich jedoch graduell mit der Schichtdicke abbauen [71, 85], weist die magnetoelastische Anisotropie in realen Systemen durchaus eine Schichtdickenabhängigkeit auf. Beispielsweise besitzt dieser Volumenbeitrag der Anisotropie eine $1/t$ -Abhängigkeit und erzeugt einen scheinbaren Beitrag zu der Grenzflächenanisotropie, wenn ausreichend dicke Schichten betrachtet werden, deren Gitter relaxiert ist [57].

Die in dieser Arbeit betrachteten Kobaltschichten sind weder so dick, dass die magnetoelastische Anisotropie als phänomenologischer Beitrag zu der Grenzflächenanisotropie angesehen werden kann, noch so dünn, dass man von einem reinen Volumenbeitrag ausgehen kann. Es ergibt sich stattdessen eine komplexe Schichtdickenabhängigkeit der magnetoelastischen Anisotropie, die sich nur bei bekannter Gitterverzerrung sowie Gitterstapelung aus den Parametern von hcp [84] oder fcc [70, 84] Kobalt berechnen lässt. Da unabhängig vom Kobaltwachstum eine Kobaltschicht auf Ir(111) oder Pt(111) in der Filmebene gesteckt wird, lässt sich sowohl für Kobalt in der fcc [70, 84], als auch in der hcp-Stapelung [84] eine magnetoelastische Anisotropie ableiten, die stets die senkrechte Ausrichtung der Magnetisierung zur Filmebene unterstützt.

²Eine Stauchung senkrecht zu der Filmebene lässt sich direkt aus der Elastizitätstheorie und den elastischen Konstanten von fcc [70] und hcp [84] Kobalt ableiten.

Formanisotropie

Auch die Form eines homogen magnetisierten Körpers ruft über die Streufeldenergie (vgl. Gleichung 2.7) magnetische Vorzugsrichtungen und somit eine magnetische Anisotropie hervor. Diese Formanisotropie (engl. *shape anisotropy*) lässt sich wegen der Komplexität der Streufeldenergie nur für wenige Spezialfälle analytisch exakt bestimmen.

Ein für diese Arbeit relevanter Sonderfall, in dem die Streufeldenergie sich leicht angeben lässt, ist eine dünne, magnetische Schicht mit einer homogenen Magnetisierung. Wenn die Ausdehnung dieser Schicht in x- und y-Richtung deutlich größer als in z-Richtung ist, so lässt sich diese Schicht durch eine unendliche Scheibe annähern. Aus der Integration der Gleichung 2.4 folgt dann das Streufeld:

$$\vec{H}_{\text{Streu}} = \vec{e}_z \cdot \begin{cases} (c - M_z) & \text{innerhalb der magnetischen Schicht} \\ c & \text{außerhalb der magnetischen Schicht} \end{cases} \quad (2.14)$$

Wegen der Symmetrie des Problems ist die Integrationskonstante c Null, da beispielsweise oberhalb und unterhalb der Scheibe das Magnetfeld entgegengesetzt gerichtet sein müsste. Die Gleichung 2.6 liefert dann direkt die Energiedichte

$$e_{\text{Streu}} = \frac{\mu_0}{2} M_s^2 \cdot \cos^2 \theta \quad (2.15)$$

Wobei θ wie zuvor den Winkel zwischen der Magnetisierung und der Oberflächennormalen (bzw. der z-Richtung) beschreibt. Die Streufeldenergie einer dünnen magnetischen Schicht verschwindet daher, wenn die Magnetisierung in der Filmebene ($\theta = 90^\circ$) liegt und erreicht ihr Maximum, wenn diese Magnetisierung senkrecht zu der Filmebene orientiert ist ($\theta = 0^\circ, 180^\circ$). Die Gleichung 2.15 lässt sich mittels $\cos^2 \theta = 1 - \sin^2 \theta$ in die gleiche Form wie die anderen Anisotropiebeiträge bringen und durch Sinusfunktionen ausdrücken. Da der Energienullpunkt frei definiert werden kann, ist der anfallende, konstante Energieversatz irrelevant und es folgt:

$$e_{\text{Streu}} = -\frac{\mu_0}{2} M_s^2 \cdot \sin^2 \theta \quad (2.16)$$

Magnetische Domänen, deren Abmaße groß gegenüber der Schichtdicke einer ferromagnetischen Lage sind, können in guter Näherung als eine flache Scheibe betrachtet werden, sodass für sie die Formanisotropie durch $-\frac{\mu_0}{2} M_s^2$ angenähert werden kann. Beispielswei-

se besitzen dann die dünnen Kobaltschichten³, die in Kapitel 6 untersucht werden, eine Formanisotropie von 1,30 MJ/m³.

Effektive Anisotropie

Die zuvor diskutierten Anisotropiebeiträge addieren sich in einem Ferromagneten und werden daher oftmals zu einer effektiven Anisotropie zusammengefasst. Während die magnetokristalline Anisotropie K_{kri} , die magnetoelastische Anisotropie K_{me} sowie die Formanisotropie auf das Volumen einer magnetischen Schicht bezogen sind, bezieht sich die Grenzflächenanisotropie K_{s} auf die Grenzfläche. Somit ergibt sich eine von der Schichtdicke t abhängige effektive Anisotropie von

$$K_{\text{eff1}} = \underbrace{K_{\text{kri1}} + K_{\text{me1}}}_{K_{\text{V eff1}}} - \frac{\mu_0}{2} M_{\text{s}}^2 + \frac{K_{\text{s1}}}{t} \quad (2.17)$$

für die erste uniaxiale Ordnung. Die Formanisotropie liefert einzig einen Beitrag in dieser ersten uniaxialen Ordnung und verschwindet für höhere Ordnung sowie Anisotropien innerhalb der Filmebene. Die Gleichung 2.17 suggeriert, dass die effektive Anisotropie sich aus einem konstantem Volumenanteil sowie einem dickenabhängigen Grenzflächenbeitrag zusammensetzt. Da eine Gitterverzerrung als Ursache der magnetoelastischen Anisotropie in realen Filmsystemen graduell von Lage zu Lage relaxiert, weist K_{me1} jedoch auch eine Schichtdickenabhängigkeit auf.

2.1.4 Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung

Im Jahr 1957 stellte Igor E. Dzyaloshinskii eine phänomenologische Theorie auf, die mit Hilfe einer antisymmetrischen Austauschkopplung den damals beobachteten „schwachen“ Ferromagnetismus in antiferromagnetischen Kristallen erklären konnte [86, 87]. Er stellte fest, dass abhängig von der Kristallsymmetrie die einzelnen Spins in einer Einheitszelle des Gitters sich nicht notwendig kompensieren müssen, sondern eine leichte Verdrehung der Spins um ausgezeichnete Achsen zulässig ist. Durch die Einführung einer antisymmetrischen Austauschwechselwirkung, die mit der entsprechenden Kristallsymmetrie ver-

³Für Kobalt wird $M_{\text{s}}(300 \text{ K}) = 1440 \text{ kA/m}$ im hcp-Zustand bestimmt [73].

einbar ist, quantifizierte er daraufhin diesen Effekt. Wenig später gelang es Tôru Moriya aus der Spin-Bahn-Kopplung eine solche antisymmetrischen Austauschwechselwirkung abzuleiten und somit die Spin-Bahn-Kopplung in Kombination mit einer fehlenden Inversionssymmetrie als eine mögliche Ursache dieser Wechselwirkung zu identifizieren [88]. Aus diesem Grund ist diese antisymmetrischen Austauschwechselwirkung heutzutage als Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung (DMI) bekannt. Ihre besondere Bedeutung zeigt sich unter anderem in der Erforschung ferromagnetischer Materialien, in denen sie Spinspiralen [8, 89, 90], einzelne Skyrmionen [8, 31, 91, 92] sowie Skyrmionengitter [7, 9, 93, 94] und Domänenwände mit einem festen Rotationssinn [34, 37, 41, 48, 92, 95–100] energetisch begünstigt. Eine notwendige Voraussetzung für ihr Auftreten ist eine Aufhebung der Inversionssymmetrie. Die entsprechend verbleibende Symmetrie zeichnet als Konsequenz eine bestimmte Rotation der Spinkonfiguration aus und definiert damit die Art dieser antisymmetrischen Wechselwirkung (siehe *Moriya rules*) [88]. Es ist ersichtlich, dass Oberflächen und Grenzfläche zwischen zwei Materialien einen besonders starken Symmetriebruch darstellen und daher potenziell in ultradünnen Filmen einen sehr großen Effekt haben können. Im Folgenden soll die DMI, die an einer Grenzfläche entsteht, näher diskutiert werden.

Fert-Levy-DMI

Die Ursache der DMI an einer Grenzfläche (auch iDMI) ist aktuell Gegenstand mehrerer Untersuchungen und wird noch häufig diskutiert. In einem etablierten Modell, das Levy und Fert ursprünglich für nicht-ferromagnetische Fremdatome mit starker Spin-Bahnwechselwirkung (z.B. Pt oder Au) in ungeordneten Metalllegierungen aufgestellt haben [101–104], entsteht durch eine Spin-Bahn-Streuung der Leitungselektronen an diesen Fremdatomen ein Beitrag zu der charakteristisch oszillierenden Ruderman-Kittel-Kasuya-Yosida-Wechselwirkung (RKKY) [65]. In dem Fall einer Grenzfläche zwischen einem ferromagnetischen Material und einem Substrat koppelt dieser indirekte Austauschmechanismus benachbarte Spins eines Ferromagneten ($\vec{s}_1$ und $\vec{s}_2$) über ein drittes Substratatom. Die damit verbundene Energie der DMI besitzt die bekannte antisymmetrische Form [105]:

$$E_{\text{DMI}} = \vec{d}_{12} \cdot (\vec{s}_1 \times \vec{s}_2) \quad (2.18)$$

Während $\vec{s}_1$ und $\vec{s}_2$ den am Ort zweier benachbarter Atome lokalisierten Spin beschreiben, bezeichnet $\vec{d}_{12}$ den DMI-Vektor zwischen diesen Spins. Abgeleitet aus der Symmetrie, kann der DMI-Vektor in der Form $\vec{d}_{12} = d_{\text{bond}} (\vec{e}_z \times \vec{e}_{12})$ dargestellt werden. Wobei die Einheitsvektoren $\vec{e}_z$ senkrecht zur Oberfläche und $\vec{e}_{12}$ von Atom 1 zu Atom 2 deuten. Der DMI-Vektor wird damit auf eine skalare Größe d_{bond} reduziert, die sowohl positiv als auch negativ sein kann. In der Abbildung 2.1 wird die DMI, welche an einer Grenzfläche zwischen einem ferromagnetischen Material (blau) und einem nicht-ferromagnetischem Substrat (grau) entsteht, skizziert. Der indirekte Austausch zwischen den Spins $\vec{s}_1$ und $\vec{s}_2$ wird über ein drittes Substratatom vermittelt, das vorzugsweise eine starke Spin-Bahn-Wechselwirkung aufweist. Der resultierende DMI-Vektor (grün) steht senkrecht zu der aus den drei Atomen aufgespannten Ebene und kann sowohl aus der Ebene heraus (siehe oberen Fall) als auch in diese hinein (siehe unteren Fall) deuten. Die Minimierung der Energie (vgl. Gleichung 2.18) geht daher für einen negativen (bzw. positiven) DMI d_{bond} mit einer Spinkonfiguration einher, die wie im oberen (bzw. unteren) Fall im (bzw. gegen den) Uhrzeigersinn rotiert. Sprachlich drückt dabei die Rotation im (bzw. gegen den) Uhrzeigersinn aus, dass die Magnetisierung im (bzw. gegen den) Uhrzeigersinn rotiert, wenn man der Magnetisierung von links nach rechts folgt und die nicht-magnetische Schicht unten liegt.

In der Abbildung 2.1 ist ersichtlich, dass der Rotationssinn der DM-Wechselwirkung einer Grenzfläche einzig unter Bezugnahme auf die Stapelreihenfolge sinnvoll angegeben werden kann. Werden die nicht-magnetischen und magnetischen Lagen vertauscht, ändert sich der Rotationssinn. Aus diesem Grund lässt sich nicht von einer chiralen Spinkonfiguration sprechen [106] und in der vorliegenden Arbeit wird bewusst der Begriff Rotationssinn verwendet, obwohl in der Literatur die Bezeichnung Chiralität häufiger Verwendung findet.

Die Tatsache, dass die Stapelreihenfolge den Rotationssinn und damit das Vorzeichen der DMI mitbestimmt, lässt sich gezielt nutzen. Die effektive DMI kann maximiert werden, indem Materialien mit starker Spin-Bahn-Wechselwirkung aber unterschiedlichem Vorzeichen der DMI oberhalb und unterhalb der magnetischen Lagen kombiniert werden [36, 37]. In diesem Zusammenhang werden häufig die beiden Grenzflächen Co/Pt(111) sowie Co/Ir(111) genannt [31–42], die in der vorliegenden Arbeit näher untersucht werden sollen. Während die Co/Pt(111)-Grenzfläche eine positive DMI-Konstante d_{bond} hervorruft [36–38, 54, 107–111], ist mit der Co/Ir(111)-Grenzfläche eine negative DMI-Konstante

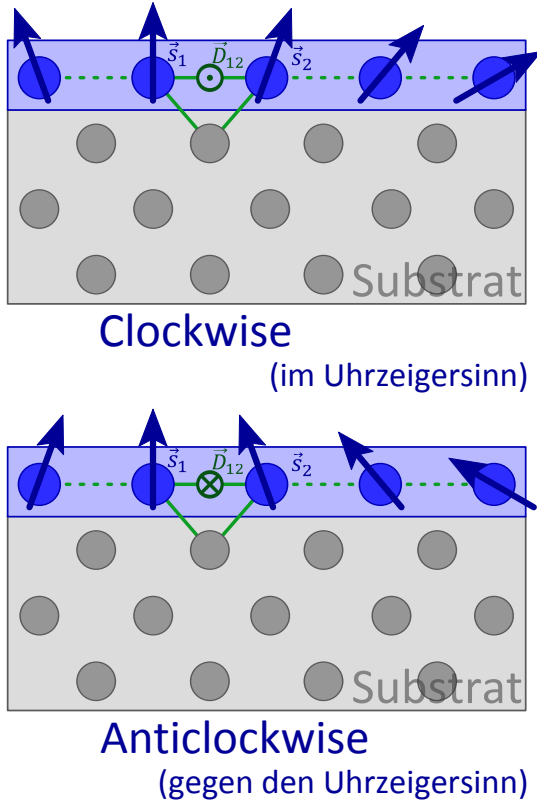


Abbildung 2.1: Schemata der Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung (DMI) einer einzelnen Grenzfläche zwischen einem ferromagnetischen Material (blau) und dem Substrat (grau). In einem von A. Fert geprägtem Bild [105] wird die DMI zwischen zwei Atomen einer magnetischen Schicht mit Hilfe eines indirekten Austauschmechanismus über ein Substratom vermittelt. Aus Symmetriegründen [88] steht der resultierende Vektor $\vec{D}_{ij}$ (grün) senkrecht zu der Ebene, die durch das Dreieck aus ebendiesen drei Atomen aufgespannt wird. Abhängig von der Kombination aus magnetischem Material und Substrat kann er sowohl aus der Ebene heraus (siehe oberen Fall) als auch in diese hinein (siehe unteren Fall) deuten. Die Minimierung der Gleichung (2.18) resultiert dann in einer Spinkonfiguration, die vorzugsweise im Uhrzeigersinn bzw. gegen den Uhrzeigersinn rotiert.

verbunden [36, 37, 54, 110]. Entsprechend verstärken sich die Beiträge beider Grenzflächen für eine Kobaltschicht, die sich zwischen Platin und Iridium befindet [36, 37].

Betrag und Vorzeichen der DMI sind dabei keine intrinsische Eigenschaft von Iridium oder Platin, sondern hängen im allgemeineren Fall einer Grenzfläche zwischen einem 3d-Übergangsmetall (V, Cr, Mn, Fe, Co oder Ni) und einem 5d-Substrat (W, Re, Os, Ir, Pt oder Au) stark von der Hybridisierung zwischen den 3d- und 5d-Orbitalen an der Fermi-Energie ab [54]. Als genereller Trend kann ausgemacht werden, dass die DMI maximal für genau halbvolle 3d-Zustände wie im Fall von Mangan ist (oder genauer, halbvolle t_{2g} -Zustände in der Kristallfeldaufspaltung dieser 3d-Orbitale) und in Richtung leerer sowie voller 3d-Zustände abnimmt [54]. Im Fall von Kobaltschichten, die in dieser Arbeit betrachtet werden, sorgt damit genau ein freier t_{2g} -Zustand für eine starke Abhängigkeit der DMI von den 5d-Zuständen des Substrats, weshalb sowohl positive (wie für Co/Pt(111)) als auch negative (wie für Co/Ir(111)) Vorzeichen beobachtet werden [54].

Rashba-DMI

Über den Fert-Levy-DMI hinaus zeigten experimentelle Untersuchungen, dass im Gegensatz zu der leider nicht seltenen Annahme [49, 112–117] auch Grenzflächen zwischen einem ferromagnetischen Material und einer nicht-metallischen, isolierenden Abdeckung einen signifikanten Beitrag zum DMI liefern können [92, 99, 118–121]. So wurde beispielsweise in MgO/Co/Pt eine sehr große DM-Wechselwirkung nachgewiesen [92], die nicht allein von der vorhandenen Co/Pt-Grenzfläche stammen kann, sondern auch einen Beitrag der MgO/Co-Grenzfläche vermuten lässt. „First-principle“-Berechnungen können diese Beobachtung reproduzieren und zeigen, dass in diesem Fall die DMI über den Rashba-Effekt [122] als ein weiterer Mechanismus alternativ zum Fert-Levy-DMI erklärt werden kann [36, 92]. Des Weiteren deuten die Berechnungen an, dass dieser Rashba-DMI, der sich aus dem Rashba-Effekt [122] und dem ferromagnetischen Austausch herleiten lässt [122–126], nicht unbedingt klein ist. Aus den Daten von Yang *et al.* [36] lässt sich entnehmen, dass für eine Co/MgO-Grenzfläche nur eine um 60% kleine DMI als für die Co/Pt-Grenzfläche zu erwarten ist. Im Vergleich mit einer Co/Ir-Grenzfläche liefert Co/MgO sogar eine um den Faktor 450% stärkere DM-Wechselwirkung.

Es lässt sich herausstellen, dass prinzipiell jede Grenzfläche eines ferromagnetischen Films zur DM-Wechselwirkung beitragen kann. Obwohl Grenzflächen mit Schwermetallen, die eine starke Spin-Bahn-Wechselwirkung aufweisen, wie Platin oder Iridium über den von Fert und Levy vorgeschlagenen Mechanismus eine besonders starke DMI hervorrufen können, lässt sich auch für Grenzflächen mit häufig verwendeten, nicht leitenden Materialien (z.B. MgO [25, 27, 52, 91, 112, 116–121, 127–132], TaO_x [133, 134], AlO_x [49, 114, 135–137], SiN [113] oder SiO₂ [115, 116, 120, 138]) eine DM-Wechselwirkung erwarten. Diese DMI muss nicht notwendig klein sein und ist durchaus vergleichbar mit der DMI einer Co/Ir(111)- oder Co/Pt(111)-Grenzfläche, die in den Kapiteln 6.2.2 und 6.2.1 untersucht werden.

Leider wurde bisher nicht systematisch untersucht, inwiefern über den Rashba-Effekt auch eine Vakuumgrenzfläche einen, wenn vermutlich auch geringen, DMI hervorruft. Berechnungen von Yang *et al.* [139] lässt sich entnehmen, dass die Co/Vakuum-Grenzfläche eine DMI erzeugt, die etwa eine Größenordnung kleiner als die DMI der Co/Pt-Grenzfläche ist und dabei das gleiche Vorzeichen besitzt. In der berechneten symmetrischen Struk-

tur (d.h. Vakuum/Co/Vakuum) heben sich die Beiträge beider Grenzflächen genau auf, während für eine Vakuum/Co/Pt-Sequenz die DMI der Vakuumgrenzfläche der DMI der Co/Pt-Grenzfläche entgegenwirkt und damit die resultierende DMI reduziert [92].

2.1.5 Integration der DMI in den Mikromagnetismus

Der Hamilton-Operator in Gleichung 2.18 beschreibt die DMI als eine atomare Wechselwirkung zwischen zwei Spins $\vec{s}_i$ und $\vec{s}_j$. Analog zum Heisenberg-Operator werden die entsprechenden magnetischen Momente mit den atomaren Gitterplätzen i und j verknüpft, sodass sich die Gesamtenergie aus der Summe über die Beiträge aller Paare $\langle i, j \rangle$ sowie aller Atomlagen k ergibt⁴:

$$E_{\text{DMI}} = \sum_{k, \langle i, j \rangle} \vec{d}_{ij}^k \cdot (\vec{s}_i \times \vec{s}_j) \quad (2.19)$$

Die Summe über die einzelnen Paarungen $\langle i, j \rangle$ beinhaltet sämtliche Gitterplatzpaare innerhalb einer Lage k . Paarungen zwischen zwei verschiedenen Atomlagen können aufgrund der vorhandenen Symmetrie vernachlässigt werden [140]. Wie für einen Grenzflächeneffekt zu erwarten ist, liefert vor allem die erste Atomlage ($k = 1$) einen Beitrag zur DMI, während die Beiträge anderer Lagen gering sind [36, 110]. Des Weiteren können die Beiträge der einzelnen Lagen k in guter Näherung zu einem effektivem Wert $d_{\text{tot}} = \sum_k d^k$ aufsummiert werden [36, 110], wenn die Schichtdicke unterhalb der Austauschlänge liegt und die Magnetisierung somit senkrecht zur Filmebene konstant ist. Diese Größe d_{tot} kann dann als eine DMI-Stärke verstanden werden, die sich nur auf die erste Atomlage konzentriert und einen äquivalenten Effekt wie die DMI der einzelnen Lagen hervorruft. Es folgt

$$E_{\text{DMI}} = \sum_{\langle i, j \rangle} \vec{d}_{ij} \cdot (\vec{s}_i \times \vec{s}_j) \quad (2.20)$$

mit $\vec{d}_{ij} = d_{\text{tot}} (\vec{e}_z \times \vec{e}_{ij})$. Dieser Term kann für eine Spinkonfiguration, in der die Magnetisierung zwischen benachbarten magnetischen Momenten nur minimal abweicht (mikromagnetisches Limit) in einer Taylorreihe entwickelt werden. Die mikromagnetische

⁴Die Schreibweise $\langle i, j \rangle$ in der Summe bedeutet etabliert, dass über alle Paare summiert wird. Die Kombination $\langle i, j \rangle$ und $\langle j, i \rangle$ werden daher nur einmal gezählt.

DM-Energie pro Volumeneinheit des magnetischen Films lässt sich dann direkt aus der Gleichung 2.20 ableiten (siehe Ableitung im Anhang A.2):

$$E_{\mu\text{-mag.}} = D \left(m_z \vec{\nabla} \cdot \vec{m} - \left(\vec{m} \cdot \vec{\nabla} \right) m_z \right) \quad (2.21)$$

Die neu eingeführte mikromagnetische DMI-Konstante D , mit der Einheit J/m^2 , ergibt sich aus der DMI pro Atombindung d_{tot} und hängt damit von der genauen Atomanordnung in einem Festkörper ab. Für eine pseudomorphe Schicht, die in einer (111)-Orientierung auf einem fcc-Substrat, wie Iridium oder Platin, in einer fcc- oder auch hcp-Stapelung wächst, wird in Anhang A.2

$$D = \frac{\sqrt{6}}{ta} d_{\text{tot}} \quad (2.22)$$

abgeleitet. Die Parameter a und t bezeichnen dabei jeweils die Gitterkonstante des Substrats ($a_{\text{Ir}} = 3,84 \text{ \AA}$ [141]; $a_{\text{Pt}} = 3,91 \text{ \AA}$ [142]) sowie die magnetische Schichtdicke. Explizit wird in der vorliegenden Arbeit nicht der Ausdruck von Yang *et al.* [140] genutzt, den die Autoren in einer vergleichbaren Rechnung ableiten. Der in [140] abgedruckte Zusammenhang geht aus der Gleichung 2.22 hervor unter der Annahme, dass sich die Schichtdicke t durch die Anzahl der Atomlagen N sowie dem Abstand der einzelnen Atomlagen $a/\sqrt{3}$ in der (111)-Orientierung des fcc-Substrates ausdrücken lässt (d.h. $t = a/\sqrt{3}N$). Damit wird allerdings implizit angenommen, dass eine magnetische Schicht wie Kobalt auf einem Substrat wie Platin oder Iridium das Gitter des Substrats in allen Raumrichtungen fortsetzt. Selbst bei pseudomorphem Wachstum ist diese Annahme jedoch einzig für das Wachstum in der Filmebene gerechtfertigt und keineswegs senkrecht dazu. Im Gegenteil resultiert für die Kobaltschichten in dieser Arbeit aus einer Streckung in der Filmebene eine Stauchung senkrecht zu der Filmebene, sodass diese Gleichung aus [140] dann Abweichungen von 16% für Co/Pt(111) bzw. 13% für Co/Ir(111) erwarten lässt⁵.

Nichtsdestotrotz beschreibt die mikromagnetische DMI-Konstante D einen Grenzflächen-effekt, der auf ein Volumen bezogen ist, und somit eine $1/t$ -Abhängigkeit zeigt. Analog zu der Grenzflächenanisotropie soll daher eine grenzflächenbezogene DMI-Konstante

⁵Aus den Gitterkonstanten von Kobalt ($3,545 \text{ \AA}$ [73]) und Platin ($3,912 \text{ \AA}$ [142]) bzw. Iridium ($3,839 \text{ \AA}$ [141]) ergibt sich bei pseudomorphem Wachstum eine isotrope Verzerrung der Kobaltlage von $\frac{3,912-3,545}{3,545} \approx 10,4\%$ bzw. $\frac{3,839-3,545}{3,545} \approx 8,3\%$ in der Filmebene. Unter der Verwendung der Elastizitätstheorie (vgl. Gleichung 2.35 aus [70]) lässt sich für Kobalt im fcc-Zustand daher senkrecht zur Filmebene eine Verzerrung von $-5,9\%$ bzw. $-4,7\%$ anstatt $10,4\%$ bzw. $8,3\%$ erwarten.

$D_s = D \cdot t$, mit der Einheit J/m, eingeführt werden, die schichtdickenunabhängig ist und somit als eine Eigenschaft der Grenzfläche angesehen werden kann. Man erhält dann:

$$D_s = \frac{\sqrt{6}}{a} d_{\text{tot}} \quad (2.23)$$

Dieser Zusammenhang kann verwendet werden, um die atomare DMI nächster Nachbaratome d_{tot} , wie sie beispielsweise in [36, 92, 99, 110] bestimmt wird, in die mikromagnetische DMI umzurechnen. Die atomaren Wechselwirkungen weiter entfernter Gitterplätze aufeinander könnten analog in einen mikromagnetischen Beitrag zur DMI umgerechnet werden. Die höheren Ordnungen werden jedoch oftmals vernachlässigt [36, 92, 99, 110]. Solange eine mikromagnetische Betrachtung der Magnetisierung gerechtfertigt ist, behält die Gleichung 2.21 jedoch auch wenn höhere Ordnungen signifikant sein sollten ihre Gültigkeit. In diesem Fall liefern diese Ordnungen lediglich weitere Beiträge zu der mikromagnetischen DMI D bzw. D_s .

2.2 Räumliche Verteilung der Magnetisierung in einer magnetischen Schicht

Bisher wurden einzelne Wechselwirkungen, die Einfluss auf die Magnetisierung eines Ferromagneten nehmen, isoliert diskutiert. In diesem Abschnitt wird nun die Verteilung der Magnetisierung über einen Ferromagneten betrachtet, die sich aus der lokalen Minimierung aller mikromagnetischen Energiebeiträge gemeinsam ergibt. Diese Arbeit beschränkt sich dabei auf die Magnetisierung von dünnen, ferromagnetischen Schichtsystemen. Für hinreichend dünne Schichten lässt sich im sogenannten „thin-film limit“ annehmen, dass die Magnetisierung ausschließlich in der Filmebene (x- und y-Richtung) veränderlich ist und in der z-Richtung als konstant betrachtet werden kann. Diese Annahme ist gerechtfertigt, da die sogenannte Austauschlänge $\Lambda := \sqrt{\frac{A}{-K_{\text{V eff}}}}$ [57, 143]⁶ für Kobalt im Bereich von 6 nm⁷ liegt und damit deutlich oberhalb der untersuchten Schichtdicken in Kapitel 6. Wie Thiaville und Fert [143] herausstellen, ist die alleinige Betrachtung der Austauschlänge im

⁶Entsprechend der Definition in Gleichung 2.17 gilt $-K_{\text{V eff}} = \frac{1}{2}\mu_0 M_s^2 - K_{\text{kri}} - K_{\text{me}}$

⁷Für hexagonales Kobalt erhält man $K_{\text{kri}} = 5 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$ [74], $M_s(300 \text{ K}) = 1440 \text{ kA/m}$ [73] und $A = (28 \pm 1) \text{ pJ/m}$ [144, 145]. Wie in Abschnitt 2.1.3 diskutiert wurde ist die magnetoelastische Anisotropie positiv, sodass durch $K_{\text{me}} = 0$ die Austauschlänge nach unten abgeschätzt werden kann. Die in

Allgemeinen nicht hinreichend, um eine „twisted spin configuration“ auszuschließen. Da der Austausch mit den unterschiedlichen Präferenzen des Volumens und der Grenzfläche konkurriert, könne eine sehr starke Grenzflächenanisotropie durchaus unterhalb der Austauschlänge zu einer Variation der Magnetisierung führen [143]. Doch wie die Autoren feststellen, wird dieser Effekt nur für Ferromagnete mit geringeren Austauschkonstanten als Eisen oder Kobalt relevant [143] und muss daher in dieser Arbeit nicht weiter berücksichtigt werden.

Im Gegensatz zu den Kobaltschichten liegt die Schichtdicke der amorphen $\text{Fe}_{70}\text{Co}_8\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ -Strukturen, die in dem Kapitel 5 betrachtet werden, bei 60 nm und somit deutlich oberhalb der Austauschlänge. Der Einfluss von Anisotropiebeiträgen ist jedoch für das weichmagnetische FeCoSiB vernachlässigbar, sodass die Magnetisierung wegen der Streufeldenergie innerhalb der Filmebene orientiert ist und auch für diese Filme keine Variation der Magnetisierung in z-Richtung zu erwarten ist.

Im Folgenden werden verschiedene Magnetisierungskonfigurationen, die in dünnen ferromagnetischen Schichten zu erwarten sind, diskutiert. Zunächst werden magnetische Schichten mit einer senkrechten Magnetisierung betrachtet. Der Schwerpunkt soll dabei auf den für diese Arbeit relevanten Domänenwänden liegen. Anschließend wird die Magnetisierungsverteilung in einer weichmagnetischen Schicht diskutiert.

2.2.1 Domänen und Domänenwände unter senkrechter Vorzugsrichtung

Die mikromagnetische Energie wird auf kurzen Längenskalen durch die Austauschwechselwirkung dominiert, die in einem Ferromagneten eine homogene Magnetisierung energetisch begünstigt. Da die Austauschwechselwirkung isotrop ist, definieren erst Anisotropiebeiträge, die auf der Spin-Bahnwechselwirkung basieren und mehr als eine Größenordnung kleiner sind, eine Vorzugsrichtung der Magnetisierung. Im Folgenden werden dünne, magnetische Schichten betrachtet, deren Vorzugsrichtung senkrecht zu der Filme-

Referenz [144] angegebene Spinwellensteifigkeit $D_{\text{Spw.}}$ von $(490 \pm 20) \text{ meV } \text{\AA}^2$ wurde dabei über die Beziehung $A = D \cdot M_s / (2 \cdot g \cdot \mu_B)$ aus [145] in eine Austauschkonstante umgerechnet ($\mu_B = 9,27 \cdot 10^{-24} \text{ J/T}$, $g = 2.21$ [145]).

bene orientiert ist ($K_{\text{eff}} > 0$). Benachbarte magnetische Momente in einer solchen Schicht sind zwar durch die Austauschwechselwirkung parallel zueinander orientiert, doch lassen sich auf größeren Längenskalen Bereiche mit unterschiedlicher Magnetisierung ausmachen. Ursache dieser Bereiche, die als magnetische Domänen bezeichnet werden, ist die langreichweitige Streufeldenergie. Durch eine Magnetisierung, die senkrecht zu der Filmebene orientiert ist, entstehen Oberflächenladungen an beiden Grenzflächen dieser Schicht, die mit magnetischen Streufeldern verbunden sind. Diese Streufelder lassen sich reduzieren durch eine Magnetisierung die nicht homogen nach oben oder nach unten orientiert ist, sondern zwischen Domänen variiert. Die Austauschwechselwirkung dominiert weiter auf kurzen Längenskalen und sorgt so für die gleiche Ausrichtung aller magnetischen Momente innerhalb einer Domäne. Ebenso verhindert sie abrupte Übergänge von einer Domäne zur anderen und bedingt stattdessen kontinuierliche Übergangszonen, die als Domänenwände bezeichnet werden.

Domänenwände

Zwischen zwei magnetischen Domänen steht die Austauschwechselwirkung allgemein in Konkurrenz zu der Anisotropie. Während die isotrope Austauschwechselwirkung räumlich eine möglichst langsame Veränderung der Magnetisierung herbeiführen möchte, ist für eine uniaxiale Anisotropie senkrecht zur Filmebene ein möglichst kurzer Übergang zwischen beiden Domänen vorteilhaft. Im Folgenden soll die Gestalt einer 180° -Domänenwand näher betrachtet werden.

In der Abbildung 2.2 wird der Übergang zwischen zwei Domänen, die senkrecht zu der Filmebene orientiert sind ($\theta = 0^\circ, 180^\circ$), schematisch dargestellt. Aufgrund der Austauschenergie rotiert die Magnetisierung von der linken Domäne mit $\theta = 0^\circ$ kontinuierlich bis zur rechten Domäne mit $\theta = 180^\circ$. Es werden dabei zwei Domänenwandtypen unterschieden: Zum einen die Blochwand (links) mit einer Rotation der Magnetisierung in bzw. parallel zu der Domänenwandebene und zum anderen die Néelwand (rechts) mit einer Rotationsebene, die durch die leichte Achse der Magnetisierung und die Domänenwandnormale aufgespannt wird. Beide Domänenwandtypen sind jedoch Spezialfälle. Im Allgemeinen kann die Magnetisierung einen beliebigen Pfad auf der in Abbildung 2.2b) skizzierten Kugeloberfläche von der linken zur rechten Domänenorientierung nehmen. Austauschenergie

und Anisotropie bedingen, dass dieser Pfad möglichst kurz und daher auf direktem Weg auf der Kugeloberfläche erfolgt. Beide zeichnen jedoch keinen Pfad aus, sodass der Winkel ϕ ein freier Parameter bleibt⁸. Die energetische Entartung des Winkels ϕ wird durch die Streufeldenergie aufgehoben. Während eine Néelwand magnetische Volumenladungen hervorruft, gilt für eine reine Blochwand $\text{div}(\vec{m}) = 0$. Da die Streufeldenergie quadratisch mit den entstandenen Volumenladungen skaliert (vgl. Gleichung 2.7), ist sie daher proportional zu $\cos^2 \phi$ [146] und somit für reine Blochwände ($\phi = \pm 90^\circ$) minimal.

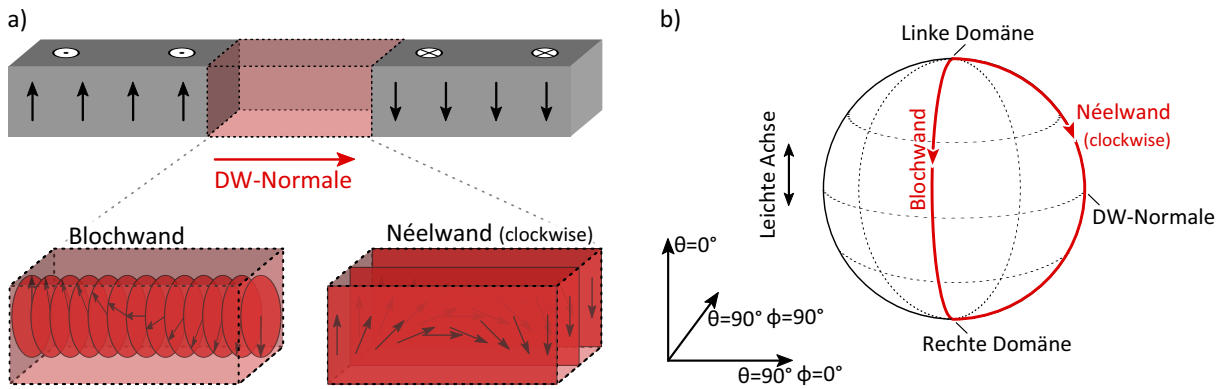


Abbildung 2.2: 180°-Wand zwischen Domänen, deren Magnetisierung senkrecht zur Oberfläche (leichte Achse) ausgerichtet ist. Abbildung a) skizziert zwei mögliche Rotationen der Magnetisierung: Zum einen die Blochwand (links) mit einer Rotation der Magnetisierung in bzw. parallel zu der Domänenwandebene und zum anderen die Néelwand (rechts) mit einer Rotationsebene, die durch die leichte Achse der Magnetisierung und die Domänenwandnormale aufgespannt wird. Abbildung b) verdeutlicht, dass beide Domänenwandtypen Spezialfälle sind. Im Allgemeinen kann die Magnetisierung einen beliebigen Pfad auf der skizzierten Kugeloberfläche von der linken zur rechten Domänenorientierung nehmen. Austauschenergie und Anisotropie bedingen einzig, dass dieser Pfad möglichst kurz und daher auf direktem Weg innerhalb der Kugeloberfläche erfolgt, sodass letztlich die Streufeldenergie und die DM-Wechselwirkung den genauen Pfad definieren.

⁸Man beachte, dass die Definition des Winkels φ in Abschnitt 2.1.3 sich auf das Kristallgitter bezieht, während der Winkel ϕ die DW-normale als Bezugspunkt hat. Es wurden daher bewusst unterschiedliche Buchstaben für beide Azimutwinkel verwendet. Im Gegensatz dazu bezeichnet θ in beiden Fällen den gleichen Polarwinkel.

Profil einer Domänenwand

Im Folgenden soll das Profil einer 180°-Domänenwand, wie sie in der Abbildung 2.2 skizziert ist, betrachtet werden. Bei vernachlässigbarer DMI lässt sich von einer reinen Blochwand ausgehen, die die Streufeldenergie minimiert. Da dann $\text{div}(\vec{m}) = 0$ gilt, treten keine Volumenladungen auf. Die Streufeldenergie, die mit verbleibenden Oberflächenladungen verbunden ist, kann in guter Näherung durch die Betrachtung der effektiven Anisotropie in die Berechnung des Domänenwandprofils integriert werden [57, 147], sodass die Streufeldenergie nicht explizit berechnet werden muss. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit wird im Folgenden angenommen, dass die DW-normale in die x-Richtung deutet und die Magnetisierung daher in der y- und z-Richtung konstant ist. Aus den Gleichungen 2.2 und 2.17 folgt die Energiedichte einer Domänenwand, die auf die Wandfläche bezogen wird:

$$\sigma = \int_{-\infty}^{\infty} \left[A \left(\frac{d\theta}{dx} \right)^2 + K_{\text{eff}} \sin^2 \theta \right] dx \quad (2.24)$$

Gesucht wird die Funktion $\theta(x)$, die die Domänenwandenergiedichte lokal minimiert. Sie kann analytisch durch die Euler-Lagrange-Gleichung bestimmt werden. Diese Rechnung ist in Standardwerken [57] zu finden und soll hier nicht unnötig wiederholt werden. Als Resultat erhält man das DW-Profil:

$$\vec{m} = \begin{pmatrix} 0 \\ \pm \cosh^{-1} \left(\frac{x}{\Delta} \right) \\ \tanh \left(\frac{x}{\Delta} \right) \end{pmatrix}, \text{ mit } \Delta = \sqrt{\frac{A}{K_{\text{eff}}}} \quad (2.25)$$

Dabei bezeichnet Δ den Breitenparameter der Domänenwand. Die Domänenwandbreite nach der Definition von Lilley [148] ist damit $d_w = \pi\Delta$. Das angegebene Profil resultiert in eine Domänenwandenergiedichte von:

$$\sigma = 4\sqrt{AK_{\text{eff}}} \quad (2.26)$$

Domänenwände unter DM-Wechselwirkung

Bisher wurde die DM-Wechselwirkung bei der Betrachtung von Domänenwänden vernachlässigt. Wegen der Streufeldenergie traten reine Blochwände ($\phi = \pm 90^\circ$) auf und der Azimutwinkel ϕ ging nicht in die Energieminimierung ein. Im Folgenden wird nun

zugelassen, dass die Rotationsebene der Magnetisierung um den Winkel ϕ um die leichte Richtung gedreht ist ($\phi = 0^\circ$ entspricht einer „clockwise“ Néelwand). Implizit wird damit angenommen, dass ϕ nun ein weiterer freier Parameter ist, der allerdings aufgrund der dominierenden Austauschwechselwirkung konstant über der Domänenwand bleibt und nicht wie θ eine Funktion des Ortes ist. Anschaulich bedeutet dies, dass die Austauschwechselwirkung bemüht ist, den Pfad von der linken zur rechten Domäne in der Abbildung 2.2b) möglichst kurz und daher ϕ konstant zu halten. Obgleich diese Vereinfachung nicht exakt erfüllt ist [22], führt sie dennoch im Regelfall zu final stimmigen Resultaten [22] und wird in dieser Arbeit zunächst angesetzt. In dem Unterkapitel 6.2.3 wird diese Annahme jedoch nochmal aufgegriffen und die Grenzen ihrer Gültigkeit ausgemacht. Die DMI (vgl. Gleichung 2.21) liefert als Funktion von ϕ einen zusätzlichen Term zu der Energiedichte einer Domänenwand (vgl. Gl. 2.24) und man erhält:

$$\sigma = \int_{-\infty}^{\infty} \left[A \left(\frac{d\theta}{dx} \right)^2 + K_{\text{eff}} \sin^2 \theta + D \cos \phi \cdot \frac{d\theta}{dx} \right] dx \quad (2.27)$$

Der dritte Term, der die DMI berücksichtigt, kann ohne genaue Betrachtung des Domänenwandprofils bestimmt werden. Da es sich um ein Integral über die Ableitung von θ handelt, folgt direkt mit den Randbedingungen $\theta(\infty) = \pi$ und $\theta(-\infty) = 0$:

$$\sigma = \int_{-\infty}^{\infty} \left[A \left(\frac{d\theta}{dx} \right)^2 + K_{\text{eff}} \sin^2 \theta \right] dx + D \cos \phi \quad (2.28)$$

Der Ausdruck im Integral entspricht dem Ausdruck in der Gleichung 2.24 ohne DMI, sodass die Lösung für θ die gleiche wie zu vor ist. Der Winkel ϕ ist abhängig von dem Vorzeichen des mikromagnetischen DMI Parameters D und minimiert σ mit den Werten 0° für $D < 0$ und -180° für $D > 0$. Es folgt damit direkt die Energiedichte der Domänenwand [21, 22]:

$$\sigma = 4\sqrt{AK_{\text{eff}}} - \pi |D| \quad (2.29)$$

Diese Gleichung ist allerdings nicht exakt, da für $\phi \neq \pm 90^\circ$ Volumenladungen auftreten und die Streufeldenergie damit ebenfalls einen Beitrag zu der DMI leistet. Da die Streufeldenergie quadratisch mit den entstandenen Volumenladungen ansteigt [22, 146, 147], ergibt sich unter Berücksichtigung der Streufeldenergie:

$$\sigma = 4\sqrt{AK_{\text{eff}}} + \pi D \cos \phi + \sigma_{\text{NB}} \cos^2 \phi \quad (2.30)$$

Der Parameter σ_{NB} bezeichnet dabei die Differenz der Streufeldenergiedichte zwischen einer Néel- und einer Blochwand. Offensichtlich konkurriert die Streufeldenergie ($\propto \cos^2 \phi$) hier mit der DMI ($\propto \cos \phi$). Der Winkel ϕ lässt sich durch Minimierung der Energiedichte σ bestimmen [22, 147].

In der Ableitung der Gleichung 2.30 nach dem Winkel ϕ fällt der erste Term $4\sqrt{AK_{\text{eff}}}$ zunächst weg, sodass diese Energieminimierung scheinbar keine Abhängigkeit von dem Domänenwandprofil sowie den Größen A und K_{eff} zeigt. Vernachlässigt wurde dabei jedoch, dass der Winkel ϕ über die Streufeldenergie auch Einfluss auf das Domänenwandprofil sowie die Domänenwandbreite nimmt [22, 147]. Zum einen vergrößern vorhandene Volumenladungen für $\phi \neq \pm 90^\circ$ die effektive Anisotropie in einer DW, die damit geringer für Bloch- als für Néelwände ausfällt [147], und zum anderen ist das Auftreten von Néelwänden mit sogenannten „Néel tails“ verbunden [22]. Durch das Ausbilden ausgedehnter Schwänze an beiden Seiten einer scharf abgegrenzten Kernregion lässt sich die Streufeldenergie, die aus den Volumenladungen in Néelwänden resultiert, reduzieren. Sowohl die Vergrößerung der Anisotropie als auch das Ausbilden von „Néel tails“ sind jedoch für schmale Domänenwände und damit eine hinreichend große Anisotropie gering und werden daher im Allgemeinen vernachlässigt [22, 48, 96, 97, 99, 147]. Ausgedehnte „Néel tails“ werden typischerweise in magnetischen Schichten mit einer Magnetisierung in der Filmebene beobachtet [149–153], in denen deutlich geringere Anisotropien diese Längenskalen zulassen. Auch sind sie in Filmen mit senkrechter Magnetisierung zu erwarten, wenn Domänenwände hinreichend breit und somit die Anisotropien gering genug werden, sodass dies die Frage aufwirft, wie gut diese Annahme in Abhängigkeit der Anisotropie tatsächlich ist. Diese Frage soll später in dem Kapitel 6.2.3 aufgegriffen und genauer betrachtet werden. Zunächst wird jedoch angenommen, dass der Winkel ϕ vernachlässigbaren Einfluss auf die Breite und das Profil einer Domänenwand nimmt. Die Minimierung der Gleichung 2.29 als Funktion von ϕ liefert dann [22, 147]:

$$\cos \phi = \begin{cases} -\frac{D_s}{D_{\text{thr}}} & \forall |D_s| < D_{\text{thr}} \\ -\text{sgn}(D_s) & \forall |D_s| \geq D_{\text{thr}} \end{cases} \quad (2.31)$$

Die mikromagnetische DMI-Konstante D wurde wie in Kapitel 2.1.5 durch die grenzflächenbezogene DMI $D_s = D \cdot t$ ausgedrückt. Solange der Betrag von D_s oberhalb des Schwellenwertes

$$D_{\text{thr}} := \frac{2\sigma_{\text{NB}}}{\pi} t \quad (2.32)$$

liegt, ist das Ausbilden einer reinen Néelwand energetisch am günstigsten. Das Vorzeichen von D_s bestimmt dabei den Rotationssinn der Néelwand. Für $|D_s| < D_{\text{thr}}$ liegt eine Mischform zwischen Néel- und Blochwand vor. Der Blochanteil steigt dann mit fallender DMI bzw. steigender Schichtdicke.

Die Gleichung 2.31 verdeutlicht, dass eine Bestimmung der DMI aus gemessenen Domänenwandwinkeln ϕ möglich ist. Insbesondere das Vorzeichen, kann direkt aus dem Rotationssinn einer Domänenwand extrahiert werden. Der Betrag der DMI lässt sich des Weiteren aus einer quantitativen Auswertung gewinnen, die den Winkel der Domänenwandmagnetisierung ϕ in Relation zu dem Schwellenwert D_{thr} setzt. Experimentell muss dafür die Differenz der Streufeldenergiedichte zwischen einer Néel- und einer Blochwand σ_{NB} bekannt sein. Sie hängt von der Schichtdicke t sowie der Sättigungsmagnetisierung M_s ab und kann sowohl numerisch wie in [48, 96, 97, 99], durch die analytische Näherung für sehr dünne Schichten von Tarasenko *et al.* [146] oder präziser mittels der Interpolation von Lemesh *et al.* [147] bestimmt werden. Letztere Autoren interpolieren zwischen der Lösung für ultradünne Schichten (entspricht der vorherigen Lösung von Tarasenko *et al.* [146]) und einer Lösung für dicke Schichten. Sie erhalten [147]:

$$\sigma_{\text{NB}} = \frac{\mu_0 M_s^2 t}{\frac{\pi}{\ln 2} + t \sqrt{\frac{K_{\text{eff}} + \mu_0 M_s^2}{A}}} \quad (2.33)$$

Obwohl dieser Ausdruck sich aus der Streufeldenergie ableitet, hängt er nicht nur von der Schichtdicke t sowie der Sättigungsmagnetisierung M_s ab, sondern auch von A und K_{eff} . Dies kann durch die Abhängigkeit der Streufeldenergie von der Domänenwandbreite erklärt werden, die für reine Néelwände im Grenzfall dicker Schichten durch $\pi \sqrt{\frac{A}{K_{\text{eff}} + \mu_0 M_s^2}}$ gegeben ist [147]. Der linke und rechte Term unter dem Bruchstrich repräsentieren damit offenkundig die erwähnten Grenzfälle einer ultradünnen bzw. dicken Schicht.

2.2.2 Spinspiralen und Skyrmionen

In dem vorhergehenden Kapitel wurde gezeigt, dass die DMI die Energie von 180° -Domänenwänden herabsetzt, indem sie eine räumlich drehende Spinkonfiguration mit festem Rotationssinn begünstigt. Die Domänenwandenergie (vgl. Gleichung 2.29) kann jedoch auch, wenn die DMI hinreichend groß ist, negativ werden, sodass Domänenwände mit einem Energiegewinn verbunden sind. Es treten dann entsprechend keine Domänen mehr auf und die ferromagnetische Phase geht in eine Spinspiralen- oder Skyrmionenphase über. Unter Vernachlässigung der Streufeldenergie⁹ lässt sich aus der Domänenwandenergie in Gleichung 2.29 eine kritische DMI

$$D_{\text{krit}} = \frac{4}{\pi} \sqrt{AK_{\text{eff}}} \quad (2.34)$$

ableiten [154]. Wird in einer magnetischen Schicht der Betrag der DMI größer als D_{krit} , so kann die ferromagnetische Phase nicht mehr den Grundzustand darstellen und eine Spinspiralen- oder Skyrmionenphase ist energetisch günstiger. Beide werden in der nebenstehenden Abbildung 2.3 perspektivisch dargestellt. Im Nullfeld kann die Spinspiralenphase (links) beobachtet werden [8, 155, 156], in der die Ma-

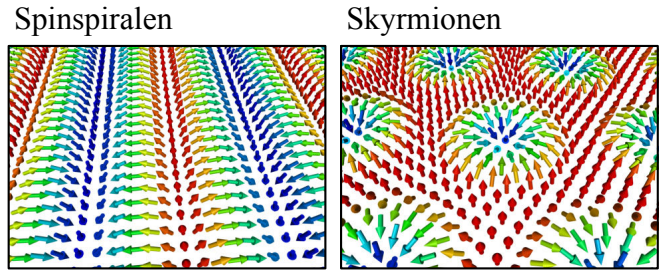


Abbildung 2.3: Perspektivische Abbildungen einer Spinspiralen- und einer Skyrmionenphase. Eine negative DMI-Konstante stellt in beiden Fällen eine Rotation der Magnetisierung im Uhrzeigersinn (clockwise) sicher.

gnetisierung eine kontinuierliche Rotation in einer Dimension vollführt [156]. Das Anlegen eines externen Magnetfeldes senkrecht zur Filmebene verschiebt das Energiegleichgewicht und begünstigt über die Zeeman-Energie die Skyrmionenphase (rechts) [8, 155, 156]. Sie besteht aus topologisch geschützten Spinkonfigurationen mit einem festen Rotationsinn, den Skyrmionen. Die einzelnen Skyrmionen ordnen sich in einem Gitter an und erzeugen damit eine zweidimensionale periodische Struktur [106]. Wird das externe Magnetfeld

⁹Während Streufeldbeiträge durch Oberflächenladungen bereits mit der effektiven Anisotropiekonstante K_{eff} berücksichtigt werden, erhöhen zusätzliche Streufeldbeiträge durch Volumenladungen die Energie eine Spinspiralenphase und damit die kritische DMI. Die Gleichung 2.34 gilt damit quantitativ nur, wenn in die Streufeldenergie in sehr dünnen Schichten (d.h. Einzellagen) vernachlässigt werden kann und liefert ansonsten nur den qualitativen Zusammenhang.

weiter erhöht, so verringert sich zunächst die Größe der Skyrmionen [31, 157] und mit zunehmenden Magnetfeld wird die Skyrmionenphase energetisch ungünstiger und eine ferromagnetische Phase wird beobachtet [8]. Typischerweise tritt dabei ein Bereich auf, indem die magnetischen Skyrmionen metastabil sind und daher individuelle Skyrmionen gezielt geschrieben oder gelöscht werden können [8, 18]. In vielen Materialsystemen sind Skyrmionen somit auf externe Magnetfelder angewiesen [31, 46, 91, 93, 155, 157]. Ein Skyrmionengitter kann jedoch auch ohne externes Magnetfeld den energetischen Grundzustand bilden, wenn höhere Ordnungen der Austauschwechselwirkung relevant werden [7]. Erst kürzlich konnten auch einzelne metastabile Skyrmionen mit einem Durchmesser unterhalb von 5 nm im Nullfeld beobachtet werden [11, 19].

Ein einzelnes metastabiles Skyrmion ist topologisch gegenüber der Parallelausrichtung einzelner magnetischer Momente geschützt. In dem mikromagnetischen Bild, das die Magnetisierung als ein räumlich kontinuierlichen Vektorfeldes betrachtet, lässt sich ein Skyrmion nicht stetig in eine ferromagnetische Ausrichtung überführen und ist insofern stabil. Als Konsequenz bleibt die ganzzahlige topologische Ladung (häufig auch Skyrmionenzahl genannt)

$$Q := \frac{1}{4\pi} \int \int \vec{m} \cdot (\partial_x \vec{m} \times \partial_y \vec{m}) dx dy \quad (2.35)$$

erhalten [7, 106, 158, 159]. Abhängig von der Magnetisierung im Zentrum eines Skyrmions nimmt sie den Wert 1 oder auch -1 an¹⁰. Der topologische Schutz eines Skyrmions verschwindet jedoch sobald man magnetische Skyrmionen auf der Ebene von lokalisierten magnetischen Momenten betrachtet [11, 44, 45]. Die magnetische Konfiguration eines Skyrmions resultiert dann in einer Energiebarriere, die die beiden metastabilen Zustände (i.e. Skyrmion und kein Skyrmion) voneinander trennt [8, 11, 44, 45].

¹⁰Abhängig davon, ob die Magnetisierung um ein Skyrmion herum nach oben oder nach unten zeigt, kann das Skyrmion sowohl mit der topologischen Ladung $Q = 1$ als auch $Q = -1$ verbunden sein. So überführt die Umkehrung aller magnetischen Momente ($\vec{m} \mapsto -\vec{m}$) ein Skyrmion wieder in ein Skyrmion, doch die topologische Ladung in Gleichung 2.35 verändert ihr Vorzeichen. Auch ändert die topologische Ladung eines Skyrmions ihr Vorzeichen, wenn eine Probe über Kopf gedreht wird.

2.2.3 Verteilung der Magnetisierung in der Filmebene

Die Streufeldenergie und mit ihr die Formanisotropie begünstigen eine Ausrichtung der Magnetisierung innerhalb einer Filmebene. In den Kobaltschichten, die in dieser Arbeit untersucht werden, dominiert die Formanisotropie alle anderen Volumenbeiträge der Anisotropie, sodass für hinreichend hohe Schichtdicken die effektive Anisotropie K_{eff} negativ ist und die Magnetisierung in der Filmebene liegt.

Im Gegensatz zu dünnen Filmen mit einer senkrechten Anisotropie ist die Bildung mehrerer magnetischer Domänen in einem unendlich ausgedehnten Film mit einer leichten Ebene energetisch nicht vorteilhaft. Erst durch Probenränder treten magnetische Ladungen auf und bedingen damit die Bildung von unterschiedlich orientierten Domänen und damit von Domänenwänden. Ohne magnetische Vorzugsrichtungen innerhalb der Filmebene begünstigt die Austauschwechselwirkung, aber auch die Streufeldenergie, jede Veränderung der Magnetisierung über einen möglichst großen Bereich zu strecken.

Für die in dieser Arbeit untersuchten Kobaltschichten auf einer fcc(111)-Oberfläche lassen sich entsprechend der Symmetrie sechs gleichwertige Vorzugsrichtungen in der Filmebene (vgl. Abschnitt 2.1.3) erwarten. Da ausgedehnte Filme untersucht werden, sind Formeffekte innerhalb der Filmebene nicht relevant und bedingen einzig, dass die Magnetisierung bei hinreichend hoher Schichtdicke in der Filmebene orientiert ist.

Anders ist dies bei den amorphen $\text{Fe}_{70}\text{Co}_8\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ -Mikrostrukturen, die in dem Kapitel 5 betrachtet werden. Sie weisen wegen ihrer amorphen Struktur nur vernachlässigbare Anisotropiebeiträge auf. Ihre Domänenstruktur wird einzig durch Streufeldreduktion und somit durch Formeffekte der Mikrostrukturen dominiert. Eine Magnetisierung in der Filmebene ermöglicht dabei durch „flux closure domains“ die Vermeidung von Divergenzen der Magnetisierung, indem sie in sich geschlossene Wirbelstrukturen ausbildet. In den Zentren solcher Wirbel richtet die Austauschenergie die Magnetisierung senkrecht zur Filmebene aus und vermeidet auf diese Weise eine mikromagnetische Singularität [57]. Im folgenden Abschnitt werden die beiden am häufigsten vorkommenden und auch für diese Arbeit relevanten Wirbelstrukturen, die Vortizes und Antivortizes, diskutiert.

2.2.4 Vortizes und Antivortizes

Um magnetische Ladungen zu verhindern, versucht die Magnetisierung in Mikrostrukturen, aber auch in ausgedehnten Filmen, einen geschlossenen Fluss zu bilden. Es kommt in der Konsequenz zu magnetischen Wirbelstrukturen wie sie in der Abbildung 2.4 perspektivisch dargestellt werden. Eine Magnetisierung, die wie links oben gezeigt im Uhrzeigersinn

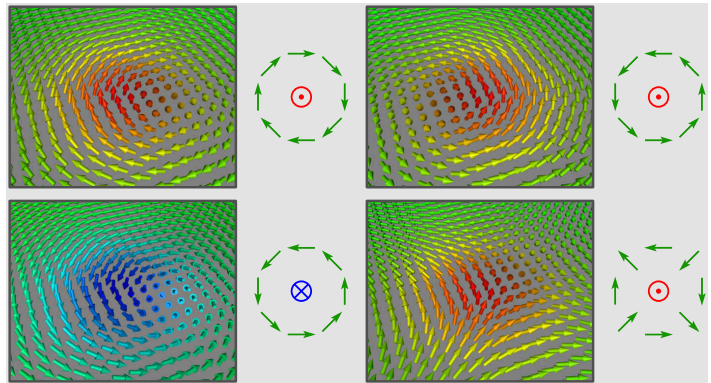


Abbildung 2.4: Perspektivische Abbildung topologisch geschützter Vortex- und Antivortexstrukturen.

(oder rechts oben bzw. links unten gegen den Uhrzeigersinn) um eine zentrale Region rotiert, wird als Vortex oder auch Kreisblochlinie bezeichnet. Die Magnetisierung steht im Zentrum eines Vortex senkrecht zur Filmebene [160, 161] und ermöglicht damit eine Parallelausrichtung benachbarter magnetischer Momente [162]. Da diese senkrechte Ausrichtung der Magnetisierung jedoch mit Oberflächenladungen verbunden ist konkurriert die Austauschwechselwirkung an dieser Stelle mit der Streufeldenergie, die diese Region, auch Vortexkern genannt, auf eine geringe Ausdehnung konzentriert hält [57, 162–164]. Abhängig von der Streufeldenergie, der Austauschwechselwirkung und möglichen Anisotropiebeiträgen liegt sie im Bereich von wenigen Nanometern [161, 162].

Magnetische Vortizes bilden wie auch die Skyrmionen topologisch geschützte Zustände. Etabliert werden vier energetisch gleichwertige Vortizes unterschieden. Die beiden in der Abbildung 2.4 oben dargestellten Strukturen weichen in ihrem Umlaufsinn c voneinander ab. Im Folgenden bezeichnet ein Umlaufsinn von $c = +1$ (-1) eine Magnetisierung, die gegen den (mit dem) Uhrzeigersinn um einen Vortex rotiert, wenn man von oben auf die Oberfläche schaut. Auch kann die senkrechte Magnetisierung im Vortexkern, die als Polarität bezeichnet wird, aus der Oberfläche heraus oder in die Oberfläche hinein orientiert sein. Eine Polarität von $p = +1$ (-1) liegt vor, wenn die senkrechte Magnetisierungskomponente aus der Oberfläche heraus (in die Oberfläche hinein) orientiert ist.

Der topologische Schutz der Vortizes resultiert in einer topologischen Ladung (vgl. Definition in Gleichung 2.35), die je nach Polarität eines Vortex $\pm\frac{1}{2}$ beträgt [165]. Ursache für die halbzahlige Ladung ist, dass im Gegensatz zu einem Skyrmion mit der Ladung von $|Q| = 1$ der Polarwinkel der Magnetisierung nur eine Drehung um 90° (d.h. von in-der-Filmebene zu senkrecht zu der Filmebene) vollführt und nicht um 180° . Topologisch bildet ein Antivortex (siehe Abbildung 2.4 rechts unten) das Antiteilchen zu einem Vortex, wenn beide die gleiche Polarität haben. Ein solcher Antivortex, auch Kreuzblochlinie genannt, unterscheidet sich von einem Vortex, da die Magnetisierung hier invers um das Zentrum des Antivortex rotiert. Folgt man einem Pfad im Uhrzeigersinn um das Zentrum des Antivortex, so dreht sich dabei die Magnetisierung kontinuierlich gegen den Uhrzeigersinn. Da Vortex (V) und Antivortex (AV) bei gleicher Polarität unterschiedliche topologische Ladungen aufweisen ($\pm\frac{1}{2}$ und $\mp\frac{1}{2}$), können sie sich gegenseitig vernichten und in eine homogene ferromagnetische Phase übergehen. V und AV mit verschiedenen Polaritäten und damit gleichen topologischen Ladungen bilden im Gegensatz hierzu ein Skyrmion bzw. Antiskyrmion [165], das in einer ferromagnetischen Phase existieren kann. Austausch- und Streufeldenergie begünstigen jedoch, dass V und AV möglichst weit voneinander entfernt sind und damit kein „starres Quasiteilchen“ vorliegt. Die Kopplung zwischen V und AV wird in dem Kapitel 5.3 sowohl experimentell als auch theoretisch genauer untersucht.

2.3 Feldgetriebene Magnetisierungsdynamik

Bisher wurden statische Verteilungen der Magnetisierung betrachtet, die in einem lokalen Gleichgewicht die Summe aus allen mikromagnetischen Energiebeiträgen minimieren. In diesem Abschnitt sollen nun die Grundlagen der später in Kapitel 5 untersuchten Dynamik von magnetischen Strukturen geschaffen werden. Eine umfassende Diskussion sämtlicher Anregungseffekte, z.B. durch den Spin-Transfer-Torque [166–171] oder durch den Spin-Orbit-Torque [172, 173], soll im Rahmen dieser Arbeit nicht erfolgen, sondern dieser Abschnitt konzentriert sich auf die Dynamik, die durch ein externes Magnetfeld hervorgerufen wird.

Grundlegend lässt sich die zeitliche Entwicklung eines Spins ausgehend von der Schrödingergleichung und dem Hamilton-Operator $\mathcal{H}$ ableiten. Die Schrödingergleichung liefert für den Erwartungswert des Spinoperators [174–176]

$$i\hbar \frac{d}{dt} \langle \vec{S} \rangle(t) = \langle [\vec{S}, \mathcal{H}] \rangle. \quad (2.36)$$

In diesen Hamilton-Operator $\mathcal{H}$ fließen sämtliche in Abschnitt 2.1 diskutierten Energiebeiträge ein und damit nimmt auch ein externes Magnetfeld $\vec{H}_{\text{ex}}$ über die Zeeman-Energie

$$\mathcal{H}_Z = -\frac{g_e \mu_B}{\hbar} \mu_0 \left(\vec{S} \cdot \vec{H}_{\text{ex}}(t) \right) \quad (2.37)$$

Einfluss auf die zeitliche Entwicklung eines Spins. Betrachtet man einen einzelnen Spin in einem solchen externen Magnetfeld, ohne dass weitere Energiebeiträge auftreten, so folgt mit der Kommutatorrelation für Drehimpulse $[S_i, S_j] = i\hbar \epsilon_{ijk} S_k$ aus der Gleichung 2.36 [176]

$$\frac{d}{dt} \langle \vec{S} \rangle(t) = \frac{g_e \mu_B}{\hbar} \mu_0 \left(\langle \vec{S}(t) \rangle \times \vec{H}_{\text{ex}}(t) \right). \quad (2.38)$$

Diese Gleichung 2.38 beschreibt die Präzession eines einzelnen Spins um das Magnetfeld $\vec{H}_{\text{ex}}$. Die zeitliche Ableitung des Spinoperators $\langle \vec{S} \rangle$ ist zu $\vec{H}_{\text{ex}}$ und $\langle \vec{S} \rangle$ senkrecht, sodass der Spin im Betrag konstant bleibt und unendlich lange um das Magnetfeld $\vec{H}_{\text{ex}}$ präzediert.

Wird eine ferromagnetischen Schicht betrachtet, in der neben der Zeeman-Energie diverse in Abschnitt 2.1 diskutierte Energiebeiträge gleichzeitig auftreten, so ist eine entsprechende Erweiterung der Gleichung 2.38 erforderlich. In Analogie zu der Zeeman-Energie lässt sich über die Gleichung

$$\mathcal{H} = -\frac{g_e \mu_B}{\hbar} \mu_0 \left(\vec{S} \cdot \vec{H}_{\text{eff}}(t) \right) \quad (2.39)$$

ein effektives Magnetfeld $\vec{H}_{\text{eff}}$ definieren, das entsprechend alle Energiebeiträge, die in den Hamilton-Operator $\mathcal{H}$ eingehen, berücksichtigt. In der Gleichung 2.38 ist dann lediglich $\vec{H}_{\text{ex}}$ durch $\vec{H}_{\text{eff}}$ zu ersetzen. Der mikromagnetische Übergang von diskreten Spins zu der kontinuierlichen Magnetisierung $\vec{M}$ liefert dann

$$\frac{d}{dt}\vec{M}(t) = -\mu_0\gamma \left(\vec{M} \times \vec{H}_{\text{eff}} \right), \quad \vec{H}_{\text{eff}} = -\frac{1}{\mu_0}\vec{\nabla}_M(E_{\text{ges}}). \quad (2.40)$$

Die neu eingeführte Konstante $\gamma = \frac{\mu_B}{\hbar}g_e = \frac{|-e|\hbar}{2m_e}g_e$ bezeichnet das gyromagnetische Verhältnis und fasst entsprechende Vorfaktoren der Gleichung 2.38 zusammen. Die Gleichung 2.40 beschreibt lokal eine Präzession der Magnetisierung um das effektive Magnetfeld $\vec{H}_{\text{eff}}$, das in die für den Spin energetisch günstigste Richtung deutet. Der Winkel zwischen Magnetisierung und effektivem Magnetfeld ändert sich während der Präzessionsbewegung nicht, sodass die Gesamtenergie E_{ges} bei konstantem Feld unverändert bleibt. Dementsprechend würde die Magnetisierung niemals in ihren Grundzustand, eine Parallelausrichtung zu $\vec{H}_{\text{eff}}$, relaxieren, sondern ewig um das effektive Feld gyrieren. Dies entspricht selbstverständlich nicht der Realität in einer Probe und lässt sich darauf zurückführen, dass ein Energieverlust bisher nicht berücksichtigt wurde. Durch die Einführung eines zusätzlichen Dämpfungsterms in der Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung (LLG) lässt sich diese Unstimmigkeit beheben, sodass die Magnetisierung sich entlang des effektiven Feldes ausrichten kann. Die Magnetisierung geht damit nach und nach in die statische Lösung über, wenn die zeitlich veränderliche Anregung entfällt.

2.3.1 Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung

Die Magnetisierung eines Ferromagneten befindet sich bereits nach kurzer Zeit in einem lokalen Energieminimum, insofern sie nicht kontinuierlich extern angeregt wird. In realen Materialien muss daher zusätzlich zu dem Präzessionsterm der Gleichung 2.40 ein Dämpfungsterm auftreten, der eine Relaxation der Magnetisierung zulässt und damit sicherstellt, dass die Magnetisierung lokal ihren Grundzustand erreichen kann. Evident ist, dass ein physikalisch sinnvoller Dämpfungsterm den Betrag der Magnetisierung nicht ändern darf und die Magnetisierung entlang des effektiven Magnetfeldes ausrichten muss

[177]. Die Addition eines phänomenologischen Dämpfungsterms, der diese Bedingung erfüllt, führt zu der ursprünglich von Landau und Lifshitz entwickelten Gleichung [58]:

$$\frac{d\vec{M}(t)}{dt} = -\gamma_{LL} \left[\vec{M}(t) \times \vec{H}_{\text{eff}}(t) \right] + \frac{\alpha_{LL}}{M_s} \left[\vec{M}(t) \times \left(\vec{M}(t) \times \vec{H}_{\text{eff}}(t) \right) \right] \quad (2.41)$$

Da der zusätzliche Dissipationsterm senkrecht zu dem vorderen Präzessionsterm und der Magnetisierung $\vec{M}(t)$ ist, erfüllt er beide genannten Bedingungen. Er skaliert mit dem einheitenlosen Dämpfungsparameter α_{LL} , der verschiedene Verlustkanäle zusammenfasst und entsprechend material- und wachstumsabhängig ist. Auch nimmt α_{LL} geringfügig Einfluss auf den Vorfaktor des Präzessionsterms γ_{LL} , sodass strenggenommen nur für den dämpfungslosen Fall ($\alpha_{LL} = 0$) gilt $\gamma_{LL} = \mu_0\gamma$. In der Literatur wird häufig eine von Gilbert [178] abgewandelte Version der Gleichung 2.41 verwendet, die als Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung (LLG) [58, 177, 178] bezeichnet wird:

$$\frac{d\vec{M}(t)}{dt} = -\gamma_G \left[\vec{M}(t) \times \vec{H}_{\text{eff}}(t) \right] - \frac{\alpha_G}{M_s} \left[\vec{M}(t) \times \frac{d\vec{M}(t)}{dt} \right] \quad (2.42)$$

Beide Gleichungen können durch $\gamma_{LL} = \gamma_G / (1 + \alpha_G^2)$ und $\alpha_{LL} = \gamma_G \alpha_G / (1 + \alpha_G^2)$ ineinander überführt werden [57] und sind damit mathematisch äquivalent. Weitere Terme, die den Einfluss eines eingepprägten Stroms einbeziehen, können in den Formalismus der LLG integriert werden.

Der adiabatische [166–169] und auch der nicht-adiabatische [168, 170, 171] Spindrehmomentübertrag (Spin-Transfer-Torque, STT) lässt sich jeweils durch einen weiteren Summanden berücksichtigen. Beide entstehen durch die Kopplung von s-Elektronen, die zu einem großen Teil die elektrische Leitfähigkeit einer Probe ausmachen, an lokalisierte d-Elektronen, die das magnetische Verhalten einer Probe dominieren [179, 180]. Ein Stromfluss durch eine magnetische Struktur führt zu einer Bewegung der s-Elektronen, die dann entsprechend ein effektives Spinmoment trägt.

Der Spin-Orbit-Torque (SOT) [172], als ein weiterer Mechanismus, basiert auf der spinabhängigen Streuung von Elektronen in einem Festkörper. Durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung resultiert insbesondere ein Stromfluss durch Schwermetalle, wie Platin oder Iridium, in einen effektiven Spinstrom senkrecht zu dem Stromfluss [173]. Ein solcher Spinstrom resultiert aus dem Rashba- [122, 181] oder dem Spin-Hall-Effekt [182, 183] und kann in eine angrenzende ferromagnetische Schicht fließen. Da der resultierende Spin-Orbit-Torque

[172] unabhängig von der magnetischen Konfiguration ist, lässt er sich nicht direkt in der LLG durch einen weiteren Term berücksichtigen [173]. Er wird üblicherweise über einen zusätzlichen Beitrag zu dem effektiven Magnetfeld ausgedrückt [23, 172, 181].

Da im Rahmen der vorliegenden Arbeit ausschließlich die feldgetriebene Dynamik der Magnetisierung untersucht wird, ist die in Gleichung 2.42 vorgestellte LLG bereits ausreichend und Beiträge des STT sowie des SOT müssen an dieser Stelle nicht weiter vertieft werden. Auch wenn die Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung das dynamische Verhalten der Magnetisierung damit präzise beschreibt, so ist sie im Allgemeinen zu komplex um analytisch die Dynamik von Quasiteilchen wie Vortices, Antivortices oder Skyrmionen beschreiben zu können. Aus diesem Grund ist es zweckmäßig zu der Thiele-Gleichung überzugehen, die sich unmittelbar aus der LLG ableiten lässt.

2.3.2 Dynamik magnetischer Quasiteilchen im Thiele-Modell

Die Thiele-Gleichung [184] ermöglicht eine deutlich vereinfachte Beschreibung der Dynamik magnetischer Quasiteilchen wie Vortices, Antivortices, Skyrmionen oder Domänenwände. Sie leitet sich unter der Annahme, dass das betreffende Quasiteilchen seine Form beibehält, unmittelbar aus der Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung ab [184]. Die Voraussetzung ist daher, dass ein starres Quasiteilchen vorliegt, das durch das externe Magnetfeld oder auch durch einen Strom lediglich im Raum verschoben, nicht aber verzerrt, wird. In Analogie zur Newtonschen Mechanik verknüpft die Thiele-Gleichung eine Kraft auf ein Quasiteilchen mit einer Bewegungsgleichung [184]:

$$\vec{F} = - \left[\hat{D} \cdot \vec{v} + \vec{G} \times \vec{v} \right] \quad (2.43)$$

Diese Kraft kann beispielsweise durch ein externes Magnetfeld ausgeübt werden, das die Verschiebung eines Vortex oder einer Domänenwand energetisch begünstigt und damit gemäß $\vec{F} = -\vec{\nabla}E$ eine Kraft auf das entsprechende Quasiteilchen ausübt. Der Ausdruck $\vec{G} \times \vec{v}$ ist senkrecht zur Geschwindigkeit $\vec{v}$ sowie dem Gyrovektor $\vec{G}$ orientiert und ent-

stammt dem Präzessionsterm der LLG. Die Dissipation wird durch $\hat{D} \cdot \vec{v}$ ausgedrückt. Mit θ und ϕ , dem Polar- bzw. dem Azimutwinkel der Magnetisierung, gilt:

$$\vec{G} := -\frac{\mu_0 M_s}{\gamma_0} \cdot \int_V \cos(\theta) (\vec{\nabla}\theta \times \vec{\nabla}\phi) dV \quad (2.44)$$

$$\hat{D} := -\frac{\mu_0 M_s}{\gamma_0} \cdot \int_V \alpha \cdot (\vec{\nabla}\theta \otimes \vec{\nabla}\theta + \cos(\theta)^2 \cdot \vec{\nabla}\phi \otimes \vec{\nabla}\phi) dV \quad (2.45)$$

Der Gyrovektor $\vec{G}$ und der Dissipationstensor $\hat{D}$ sind Konstanten, insofern die Annahme eines starren Quasiteilchens, das sich nicht verformt, erfüllt ist. Die Thiele-Gleichung ermöglicht dann, die Bewegung eines solchen Quasiteilchens mit einfachen Mitteln analytisch zu beschreiben.

Im Folgenden soll mit Hilfe der Thiele-Gleichung die Gyration eines magnetischen Vortex betrachtet werden. Ein einzelner Vortex, der in einer quadratischen Struktur eingeschlossen ist, stellt ein relativ einfaches System dar und lässt sich entsprechend gut beschreiben. Dieses System wird daher im Kapitel 5 genutzt, um die Möglichkeiten der TR-SEMPA zu demonstrieren.

Bewegungsgleichung eines einzelnen Vortex

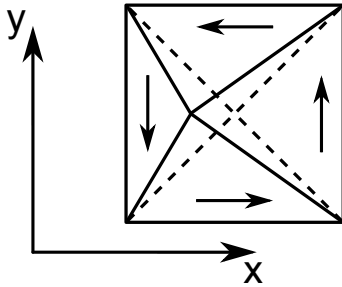


Abbildung 2.5: Auslenkung eines Vortex aus dem Zentrum einer quadratischen Mikrostruktur.

Für die skizzierte Geometrie lässt sich als Funktion der Schichtdicke t , der Kantenlänge l und dem Umlaufsinn der Magnetisierung c eine Zeeman-Energie von

$$E_Z = \frac{\mu_0 M_s H_{\text{ex}} l t c}{2} \cdot \left[\left(\frac{l}{2} + x \right) - \left(\frac{l}{2} - x \right) \right] \quad (2.46)$$

$$= \mu_0 M_s H_{\text{ex}} l t c x \quad (2.47)$$

ableiten. Gemäß $\vec{F} = -\vec{\nabla} E_Z$ folgt aus dieser Zeeman-Energie eine treibende Kraft auf den Vortex. Dieser treibenden Kraft wirkt eine Rückstellkraft durch die Streufeldenergie entgegen, die energetisch den Vortex im Zentrum der Mikrostruktur bevorzugt. Für kleine Vortexauslenkungen steigt diese Streufeldenergie quadratisch mit der Auslenkung aus der Gleichgewichtslage an [185–188], sodass ein Streufeldpotenzial der Form

$$E_{\text{Streufeld}} = \frac{\kappa}{2} \cdot (x^2 + y^2) \quad (2.48)$$

entsteht. Ein solches harmonisches Vortexpotenzial, in dem der Parameter κ eine Federkonstante darstellt, übt auf den Vortex eine Rückstellkraft aus, die linear zu der Vortexauslenkung ist. Die Thiele-Gleichung 2.43 liefert mit der Kraft $\vec{F} = -\vec{\nabla} (E_{\text{Streufeld}} + E_Z)$ daher eine lineare Differentialgleichung, die sich mittels eines Fourier-Ansatzes lösen lässt [189]:

$$\kappa \begin{pmatrix} x \\ y \\ 0 \end{pmatrix} + \mu_0 M_s H_{\text{ex}} l t c \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \hat{D} \cdot \begin{pmatrix} \dot{x} \\ \dot{y} \\ \dot{z} \end{pmatrix} + \vec{G} \times \begin{pmatrix} \dot{x} \\ \dot{y} \\ \dot{z} \end{pmatrix} \quad (2.49)$$

Um die Vortexbewegung mit dieser Gleichung beschreiben zu können, müssen der Gyrovektor $\vec{G}$ und der Dissipationstensor $\hat{D}$ bestimmt werden. Der Gyrovektor (siehe Gleichung 2.44) eines Quasiteilchens hängt nicht von der genauen Verteilung der Magnetisierung in einem Volumen V ab, sondern ist letztlich eine topologische Eigenschaft. Betrachtet werden in dieser Arbeit ausschließlich dünne magnetische Schichten, in denen die Magnetisierung nicht in der z -Richtung variiert. Damit entfällt bereits die z -Komponente von $\vec{\nabla} \theta$ und $\vec{\nabla} \phi$ in Gleichungen 2.44, sodass

$$\vec{\nabla} \theta \times \vec{\nabla} \phi = \left(\frac{\partial \theta}{\partial x} \frac{\partial \phi}{\partial y} - \frac{\partial \theta}{\partial y} \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \vec{e}_z \quad (2.50)$$

gilt. Der Ausdruck in der Klammer ist per Definition die Determinante der Jacobimatrix in der Koordinatentransformation $x, y \mapsto \theta, \phi$. Aus der Gleichung 2.44 folgt daher:

$$\vec{G} = -\frac{\mu_0 M_s t}{\gamma_G} \vec{e}_z \int_{\phi=-\pi}^{\pi} \int_{\theta=0}^{p \cdot \pi/2} \cos(\theta) d\theta d\phi \quad (2.51)$$

$$= -\frac{2\pi \mu_0 M_s t}{\gamma_G} \cdot p \cdot \vec{e}_z \quad (2.52)$$

$$= -p \cdot G_0 \cdot \vec{e}_z \quad (2.53)$$

Der Gyrovektor hat damit den Betrag $G_0 = 2\pi \mu_0 M_s t / \gamma_0$ und zeigt abhängig von der Vortexpolarität p in die positive oder negative z -Richtung. Der Präzessionsterm der Thiele-Gleichung sorgt folglich für das Kreisen eines Vortex in der Filmebene. Ersichtlich ist,

das die Polarität $p = \pm 1$ das Vorzeichen und damit den Rotationssinn dieser Gyration bestimmt. G_0 hängt lediglich von der Schichtdicke t eines magnetischen Films sowie der Sättigungsmagnetisierung M_s ab, da die genaue Struktur des Vortex für die Berechnung von $\vec{G}$ nicht relevant ist. Anders ist dies jedoch für die Berechnung des Dissipationstensors $\hat{D}$. Aus der Gleichung 2.45 lässt sich ableiten, dass die Matrix $\hat{D}$ diagonal mit $D_{xx} = D_{yy} := D_0$ und $D_{zz} = 0$ sein muss [189, 190]. An Hand der Gleichung 2.45 ist ersichtlich, dass D_0 rein positiv ist und jeglicher Gradient in der Magnetisierung den Wert von D_0 weiter erhöht. D_0 kann über eine analytische Näherung [189] oder alternativ numerisch [191] berechnet werden. Setzt man den Gyrovektor $\vec{G}$ und den Dissipationstensor $\hat{D}$ in Gleichung 2.49 ein, so folgt die lineare Bewegungsgleichung:

$$\kappa \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} + \mu_0 M_s H_{\text{ex}} l t c \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = D_0 \begin{pmatrix} \dot{x} \\ \dot{y} \end{pmatrix} - p G_0 \begin{pmatrix} -\dot{y} \\ \dot{x} \end{pmatrix} \quad (2.54)$$

Diese lineare Differentialgleichung kann über ein Fourier-Ansatz gelöst werden [189, 192]. Mit dem reduzierten Feld $\tilde{H} = H \frac{\gamma_0 l c}{2\pi}$, der Eigenfrequenz $\omega := (-p G_0 \kappa) / (G_0^2 + D_0^2 \alpha^2)$ und der Dämpfungskonstanten $\Gamma := -(D_0 \alpha \kappa) / (G_0^2 + D_0^2 \alpha^2)$ folgt die allgemeine Lösung [189]:

$$\begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} i \\ p \end{pmatrix} e^{-\Gamma t + i\omega t} + B \begin{pmatrix} -i \\ p \end{pmatrix} e^{-\Gamma t - i\omega t} - \frac{\tilde{H} \cdot e^{i\Omega t}}{\omega^2 + (i\Omega + \Gamma)^2} \begin{pmatrix} \omega + i\frac{\Omega \cdot \Gamma}{\omega} \\ -i\Omega p \end{pmatrix} \quad (2.55)$$

Die ersten beiden Terme werden durch die Anfangsbedingungen bestimmt, wobei A und B freie Parameter darstellen. Der hintere Term beschreibt die Vortexbewegung, die ein externes Magnetfeld der Form $\vec{H}(t) = \vec{H} \cdot e^{i\Omega t}$ bewirkt. Da jede beliebige Anregung $\vec{H}(t)$ sich in Fourierkomponenten dieser Form zerlegen lässt, ist diese Lösung allgemeingültig.

In der vorliegenden Arbeit erfolgt ausschließlich eine harmonische Anregung, sodass dieser hintere Summand der Gleichung 2.55 bereits die zu erwartende Vortexbewegung beschreibt. Der Betrag des Nenners $(\omega^2 + (i\Omega + \Gamma)^2)$ ist minimal und damit die Amplitude der Vortexgyration maximal, wenn die Anregungsfrequenz Ω mit der Eigenfrequenz des Systems ω übereinstimmt. Insbesondere sind dann die Amplituden der Vortexbewegung in x- und y-Richtung gleich groß, da allgemein $\Gamma \ll \omega$ gilt und der Ausdruck $\frac{\Omega \cdot \Gamma}{\omega}$ damit vernachlässigbar ist. Wie Lee und Kim [187] herausstellen, erhält man das Amplitudenverhältnis

$$\frac{A_x}{A_y} = \frac{\omega}{-i\Omega p}, \quad (2.56)$$

das sich direkt mit $\Gamma \ll \omega$ aus der Gleichung 2.55 ergibt. Eine Anregung mit der Resonanzfrequenz ($\Omega = \omega$) sorgt für im Betrag gleichgroße Amplituden, zwischen denen sich eine komplexe Phase von $ip = e^{\pm i\pi/2}$ befindet. Diese komplexe Phase besteht auch weiterhin, wenn nicht bei der Eigenfrequenz ω angeregt wird, und resultiert darin, dass der Vortex auf einer Ellipsenbahn verläuft mit den x- und y-Richtungen als Halbachsen. Das Verhältnis der Halbachsen spiegelt gemäß Gleichung 2.56 das Verhältnis der Anregungsfrequenz Ω zu der Eigenfrequenz ω wieder und bietet damit die Möglichkeit die Resonanzfrequenz des Systems aus experimentell zugänglichen Parametern zu bestimmen. Im statischen Grenzfall ($\Omega \rightarrow 0$) geht die Auslenkung in der y-Richtung gegen Null, sodass der Vortex ausschließlich in der x-Richtung ausgelenkt wird, so wie es statisch zu erwarten ist.

Bewegungsgleichung eines Antivortex

Die Bewegungsgleichung eines Antivortex lässt sich analog zu der Dynamik eines Vortex über die Thiele-Gleichung formulieren. Selbstverständlich gelingt es nicht einen einzelnen Antivortex aufgrund des Rotationssinns seiner Magnetisierung wie einen Vortex in einer quadratischen Struktur einzuschließen. Doch in einem angepassten Strukturdesign können auch einzelne Antivortizes systematisch erzeugt und untersucht werden [193]. Wie zuvor die Vortizes befinden sich dann auch die einzelnen Antivortizes in einem harmonischen Potential, das vorwiegend aus der Streufeldenergie ausgebildet wird.

Krüger *et al.* [192] stellen fest, dass auch der Dissipationstensor $\hat{D}_{AV}$ eines Antivortex diagonal mit $D_{xx} = D_{yy}$ und $D_{zz} = 0$ sein muss. Ferner erhalten sie in einer vergleichbaren Rechnung wie für den Vortex den Gyrovektor

$$\vec{G}_{AV} = \frac{2\pi M_s \mu_0 t p}{\gamma_G} \vec{e}_z = p \cdot G_0 \cdot \vec{e}_z. \quad (2.57)$$

Der Vergleich mit Gleichung 2.53 zeigt, dass dieser Gyrovektor den gleichen Betrag wie der Gyrovektor eines Vortex hat und bei gleicher Polarität in die entgegengesetzte Richtung deutet.

Besonders spannend ist damit die Frage wie Vortizes und Antivortizes sich gemeinsam in einer Struktur verhalten. Betrachtet man einen V und einen AV gemeinsam als ein Quasiteilchen, so sind sie bei gleicher Polarität p topologisch äquivalent zu einer kollinearen

Magnetisierung und entsprechend verschwindet der Gyrovektor ($p \cdot G_0 - p \cdot G_0 = 0$). Besitzen AV und V die Polaritäten von p und $-p$, so sind sie entsprechend der Definition in Gleichung 2.35 gemeinsam ein Skymion, dass dann einen Gyrovektor von $\vec{G}_{\text{sky}} = 2pG_0 \cdot \vec{e}_z$ aufweist. Es ist nicht davon auszugehen, dass V und AV im Allgemeinen fest aneinander gebunden sind und sich als ein gemeinsames Quasiteilchen betrachten lassen. Ihre Kopplung aneinander wird in dem Kapitel 5 genauer betrachtet und mit zeitaufgelösten SEMPA-Messungen sowie numerischen Simulation untersucht. Das anschließende Kapitel 3 soll zunächst jedoch die experimentellen Grundlagen der SEMPA-Technik schaffen.

3 Rasterelektronenmikroskopie mit Polarisationsanalyse

Der Bedarf an elektronischen Speichermedien mit schnellen Zugriffszeiten und hohen Speicherdichten hat in den letzten Jahrzehnten die Entwicklung magnetischer Abbildungstechniken vorangetrieben. Heutzutage lässt sich in Folge dessen auf eine Vielzahl verschiedener Techniken zurückgreifen, die es erlauben den Mikro- oder Nanomagnetismus auf unterschiedlichen Zeitskalen zu untersuchen und zu verstehen.

Im Folgenden soll die in dieser Arbeit vorwiegend genutzte Technik, die Rasterelektronenmikroskopie mit Polarisationsanalyse (SEMPA) [194–198], vorgestellt werden. Vorab wird allgemein auf die Grundlagen der SEMPA eingegangen und im Anschluss daran wird der konkrete Aufbau dieser Technik diskutiert. Zu den Grundlagen zählt zunächst die Funktionsweise der SEMPA (Abschnitt 3.1). Die SEMPA-Technik ermöglicht über die Detektion des Sekundärelektronenspins die lokale Magnetisierung einer Probe als eine Art vektorielle Karte aufzuzeichnen. Ein zentraler Aspekt der SEMPA liegt in der Wechselwirkung eines Elektronenstrahls mit Materie, daher wird diese Wechselwirkung anschließend vertieft diskutiert (Abschnitt 3.2). Neben der Emission von Sekundärelektronen sowie deren Spinpolarisation wird ferner auch auf Augerelektronen und elastisch gestreute LEED-Elektronen eingegangen, die beide für die Charakterisierung einer Oberfläche von Bedeutung sind. Die Niedrigenergie-Elektronenbeugung (LEED) bildet dabei auch gleichzeitig das Fundament für die Detektion des Sekundärelektronenspins in dem verwendeten SEMPA-System [196, 197, 199, 200].

Basierend auf diesen Grundlagen wird im Abschnitt 3.3 der Aufbau des Experimentes diskutiert. Der Schwerpunkt liegt auf der Detektion des Sekundärelektronenspins mittels LEED und des verwendeten SEMPA-Aufbaus. Außerdem wird auf die bestehenden Möglichkeiten für die Charakterisierung ultradünner Schichten mittels LEED, Augerelektronenspektroskopie (AES) und energiedispersiver Röntgenspektroskopie (EDX) eingegangen, die insbesondere für das Kapitel 6, Magnetismus ultradünner Co-Schichten auf

Ir(111) und Pt(111), von Bedeutung sind. Anschließend wird ausgeführt inwieweit mit dem vorhandenen Aufbau auch die Abbildung der senkrechten Magnetisierungskomponente möglich ist und in welchem Maß die SEMPA auch die Magnetisierung in *ex situ* hergestellten Schichtsystemen abbilden kann. Durch das Herausarbeiten der Vor- und Nachteile der SEMPA im Vergleich zu anderen magnetischen Abbildungstechniken wird das Kapitel dann abgeschlossen.

3.1 Einführung in das Funktionsprinzip

In der Abbildung 3.1 wird der in dieser Arbeit verwendete SEMPA-Aufbau, der auf einem LEED-Detektor beruht, skizziert dargestellt. Ein fokussierter Primärelektronenstrahl, in cyan dargestellt, tastet wie in einem Rasterelektronenmikroskop (SEM) üblich eine Probe pixelweise ab. Während dieses Rasterns werden Sekundärelektronen aus dem Probenmaterial gelöst, deren Spinpolarisation proportional zu der lokalen Magnetisierung ist. Da die Ladung eines Elektrons per Definition negativ ist, besitzen Spinorientierung und magnetisches Moment eines Elektrons verschiedene Vorzeichen. Da sie jedoch proportional zueinander sind, bietet die in einem SEMPA-System detektierte Spinpolarisation von Sekundärelektronen ein direktes Maß für die Magnetisierung einer Probe. Weltweit finden dabei drei unterschiedliche Detektorkonzepte Anwendung, die auf der Mott-Streuung [194], der Niedrigenergie-Elektronenbeugung (LEED) [196, 197] und der niederenergetischen diffusen Streuung (LEDS) [195, 201] basieren. Alle drei Konzepte besitzen eine vergleichsweise niedrige Effizienz von $2,3 \cdot 10^{-4}$ oder weniger [200, 201], sodass die SEMPA zumindest im Vergleich zum SEM eine langsame Technik ist.

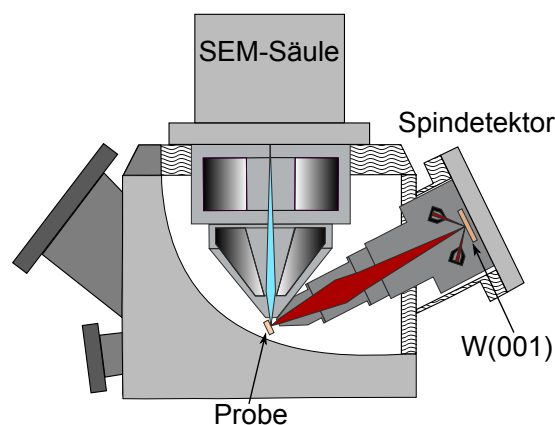


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung der SEMPA-Technik mit einem LEED-Detektor.

Detektoren, die die Spinpolarisation von Elektronen in einem schmalen Energiefenster mit einer deutlich höheren Effizienz registrieren können, existieren [202–207], jedoch wiegt der

Vorteil einer höheren Effizienz in der SEMPA-Anwendung die Verluste durch eine schmale Energieakzeptanz nicht auf [200]. Solche Detektoren, die die Austauschwechselwirkung nutzen, bleiben daher auf Experimente mit einer schmalen Energieverteilung (z.B. der Photoelektronenspektroskopie [206]) beschränkt. Des Weiteren bieten die drei etablierten SEMPA-Detektoren stets die Möglichkeit zwei Komponenten der Magnetisierung gleichzeitig und unabhängig zu einem Topographiebild aufzuzeichnen. Ein auf der Austauschwechselwirkung beruhender Detektor benötigt bereits für die Trennung magnetischer und struktureller Informationen zwei aufeinanderfolgende Messungen pro magnetischer Komponente [207].

Im Folgenden soll zunächst die Wechselwirkung eines Elektronenstrahls mit Materie diskutiert werden. Für die vorliegende Arbeit ist dabei die Emission von Sekundärelektronen sowie deren Spinpolarisation von besonderem Interesse. Anschließend kann in Kapitel 3.3 der experimentelle Aufbau sowie die Detektion des Sekundärelektronenspins diskutiert werden. Die Ausführungen beschränken sich dabei auf das hier verwendete Konzept der Detektion mittels LEED-Streuung an einem W(001)-Einkristall.

3.2 Wechselwirkung eines Elektronenstrahls mit Materie

Freie Elektronen, die mit einer Energie von mehreren Elektronenvolt bis wenigen Kilo-elektronenvolt auf Materie treffen, lösen kaskadenartig eine Vielzahl an Elektronenstößen aus. Generell lassen sich dabei elastische und inelastische Streuprozesse unterscheiden. Die elastische Streuung besteht im Wesentlichen in der Wechselwirkung zwischen freien Elektronen mit Atomkernen. Die Atomkerne üben mit ihrer positiven Ladung von $+Ze$ über die Coulombwechselwirkung eine anziehende Kraft aus und sorgen damit für eine Umlenkung der Elektronenbahn. Wegen ihrer deutlich größeren Masse findet jedoch nahezu kein Energieübertrag statt, sodass die Elektronen quasi elastisch mit den Atomkernen wechselwirken. In einem Festkörper modifiziert die Bandstruktur die elastische Streuung zusätzlich, indem sie über die Elektronenverteilung teilweise eine Abschirmung der Kernladungen bewirkt. Die inelastische Streuung, die im Gegensatz dazu mit einem Energieverlust ΔE verbunden ist, besteht in der Wechselwirkung eines freien Elektrons mit zuvor

gebundenen Elektronen. Die gebundenen Elektronen können dadurch die Austrittsarbeit eines Materials überwinden und den Festkörper verlassen. Die häufigsten inelastischen Prozesse sind jedoch mit Intra- und Interbandübergängen von Valenzelektronen sowie der Entstehung von Plasmaschwingungsquanten verbunden, die einen verhältnismäßig geringen Energieverlust bewirken [208]. In der Konsequenz lässt sich die Wechselwirkung eines Elektronenstrahls mit Materie nicht durch einzelne Streuprozesse beschreiben, sondern eine Abfolge aus mehreren elastischen sowie inelastischen Stößen resultiert in einem sukzessiven Energieverlust.

Auf der linken Seite der Abbildung 3.2 wird die deponierte Energie von Primärelektronen räumlich dargestellt. Die mittels Casino2 [209] berechnete Helligkeitsverteilung beruht dabei auf typischen Parametern im SEMPA (Primärstrahlenergie: 6 keV; Material: Kobalt; Elektronenstrahlbreite: 10 nm). Durch farbige Linien wird die verbleibende Energie der Primärelektronen dargestellt. Während die inelastische Streuung einen graduellen Energieverlust der Primärelektronen bewirkt, resultiert die elastische Streuung mittels großer Streuwinkel in einer räumlichen Verbreiterung der Wechselwirkungsregion [210]. Es entsteht die abgebildete Diffusionswolke der Elektronen, die aufgrund ihrer Form oftmals auch als Streubirne bezeichnet wird. Abhängig von der Primärstrahlenergie und von dem untersuchten Material liegt die Reichweite eines Primärelektrons in der Größenordnung von 10 nm bis 10 μm [210]. Auf der rechten Seite der Abbildung 3.2 wird schematisch das Spektrum der Elektronen, die die Oberfläche wieder verlassen, dargestellt. Sämtliche Elektronen oberhalb von 50 eV werden als Rückstreuelektronen (RE) bezeichnet. Sie werden durch ursprüngliche Primärelektronen dominiert, die nach diversen elastischen sowie inelastischen Streuprozessen in einer Probe die Oberfläche wieder verlassen haben. Entsprechend liegt die Informationstiefe der RE bei rund der Hälfte der Reichweite eines Primärelektrons. Für das links abgebildete Wechselwirkungsvolumen lässt sich damit eine Informationstiefe der RE von etwa 20 nm abschätzen. Dieser Wert bezieht sich auf den größten Teil der RE, die bereits eine Vielzahl an inelastischen Stößen hinter sich haben. In dem abgebildeten Elektronenspektrum treten jedoch auch RE auf, die noch die Primärstrahlenergie besitzen und daher ohne Energieverlust einzig durch elastische Streuprozesse in Wechselwirkung mit der Probe getreten sind. Da die inelastische mittlere freie Weglänge (IMFP) eines Elektrons bei 0,5 – 2,0 nm liegt [211, 212], müssen diese elastisch reflektierten Elektronen (ERE) bereits an den ersten Atomlagen elastisch gestreut

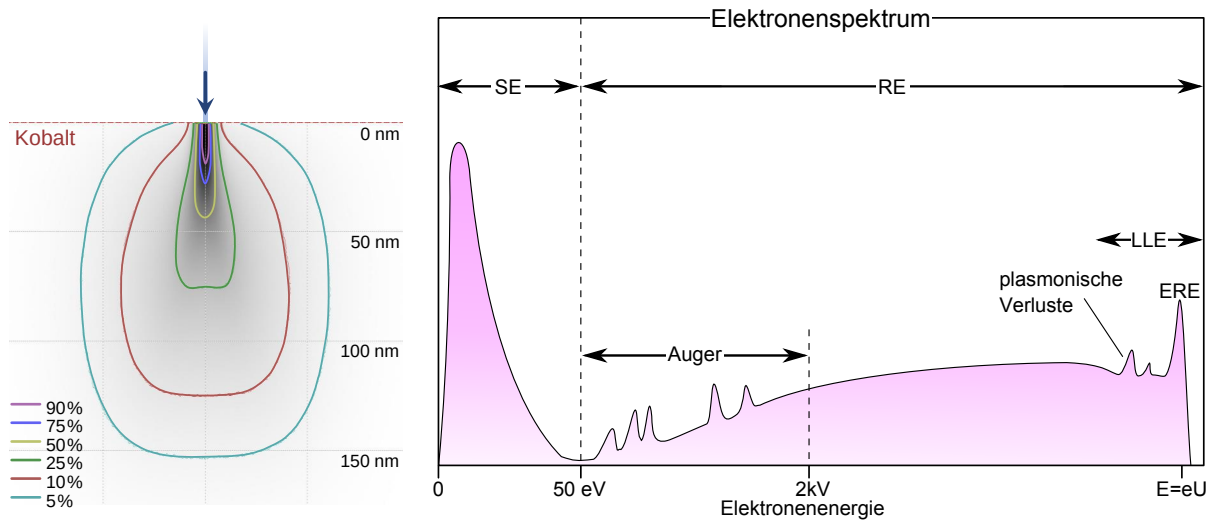


Abbildung 3.2: Wechselwirkungsvolumen von Elektronen, die mit einer Energie von 6 keV, auf eine Kobaltprobe treffen (links) sowie skizziertes Spektrum der von einer Probe emittierten Elektronen (rechts). Das abgebildete Wechselwirkungsvolumen wurde mittels Casino2 [209] für im SEMPA gebräuchliche Parameter berechnet. Die Helligkeitsverteilung stellt die von den Primärelektronen deponierte Energie in der Probe dar. Zusätzlich wird die verbleibende Energie der Primärelektronen durch farbige Linien kenntlich gemacht. Das rechts skizzierte Spektrum ist nach Vorlage von [208] entstanden und zeigt einheitenlos die Anzahl von emittierten Elektronen einer bestimmten Energie.

werden¹. Ebenso können Elektronen leicht unterhalb (10 – 100 eV) des elastischen Peaks durch inelastische Streuung nur wenig Energie verloren haben, weshalb auch diese Elektronen aus einer sehr dünnen Schicht an der Oberfläche stammen. Typischerweise lassen sich im Spektrum dieser „low-loss electrons“ (LLE) einzelne Maxima finden, die durch die Erzeugung von Plasmaschwingungsquanten entstehen.

Die inelastische Streuung resultiert jedoch nicht allein in einem Abbremsen der Primärelektronen, die daraufhin entweder absorbiert oder als RE wieder emittiert werden. Auch können gebundene Elektronen durch den Energieübertrag die Austrittsarbeit eines Materials überwinden und als Sekundärelektronen (SE) emittiert werden. Die so freigewordenen Zustände werden durch Elektronen aus darüber liegenden Energieniveaus aufgefüllt und die überschüssige Energie wird entweder durch ein Photon emittiert oder an ein drittes gebundenes Elektron transferiert, das dann als ein Auger-Elektron (AE) detektiert wer-

¹Man beachte, dass diese Elektronen den Hin- und Rückweg zurücklegen müssen, woraus sich für die Informationstiefe ein Faktor $1/2$ gegenüber der IMFP ergibt.

den kann. Im Folgenden sollen diese Produkte der inelastischen Wechselwirkung zwischen gebundenen und freien Elektronen näher diskutiert werden.

3.2.1 Sekundärelektronen

Sekundärelektronen (SE) resultieren aus der inelastischen Wechselwirkung zwischen einem Primärelektron und zuvor im Probenmaterial gebundenen Elektronen. In einem vereinfachten Bild erhalten Elektronen, deren Energie an oder nahe der Fermienergie liegt, durch den Energieübertrag die Möglichkeit die Austrittsarbeit einer Probe zu überwinden und damit als SE emittiert zu werden. Dieses Bild hinkt jedoch unter Einbezug der Quantenelektrodynamik, da diese konzeptionell nicht zulässt zu entscheiden, ob ein SE vormals ein Primärelektron oder ein im Festkörper gebundenes Elektron war. Aus diesem Grund werden per Definition alle emittierten Elektronen mit einer kinetischen Energie unterhalb von 50 eV als Sekundärelektronen (SE) bezeichnet und alle Elektronen oberhalb von 50 eV als Rückstreuelektronen (RE).

Die Energieverteilung aller von einer Probe emittierten Elektronen besitzt ein stark ausgeprägtes Intensitätsmaximum bei 2 – 5 eV (vgl. Abbildung 3.2) [210], sodass ein großer Teil aller SE aus diesem Energiebereich stammt. Die SE lassen sich aufgrund ihrer geringen kinetischen Energie durch elektrische Felder gut manipulieren und so etwa in einen Detektor lenken. Gleichzeitig bietet ihre Verteilung durch hohe Intensitäten ein vergleichsweise gutes Signal-zu-Rauschverhältnis, um Strukturen in einem SEM abzubilden.

Ein zentraler Aspekt für die SEMPA ist die vergleichsweise geringe Weglänge, die mit den SE verbunden ist. Durch ihre geringe Energie können die SE nur aus einer sehr dünnen Schicht an der Oberfläche entweichen, sodass nur ein kleiner Teil des zuvor diskutierten Wechselwirkungsvolumens zum SE-Signal beitragen kann. So liegt die mittlere Austrittstiefe eines SE für Metalle bei 0,5 – 1,5 nm [213, 214]. Insbesondere bei der SEMPA werden jedoch abhängig von dem Design des Spindetektors [194–197, 199–201, 215–219] für die magnetische Bildgebung nicht alle SE gleichermaßen verwendet, sondern durch die gewählte Energieakzeptanz findet eine Auswahl von SE mit geringer Energie statt. Der in dieser Arbeit verwendete SPLEED-Detektor beginnt die Akzeptanz von SE oberhalb einer Elektronenenergie von 5 eV graduell zu verringern [200]. In der Konsequenz werden SE mit

einer höheren Energie, die gleichzeitig mit höheren Weglängen verbunden sind, nicht bzw. weniger verwendet. Die freie Weglänge der im SEMPA verwendeten Elektronen könnte damit durchaus noch unterhalb des angegebenen Wertes von $0,5 - 1,5 \text{ nm}$ [213, 214] liegen, der sich auf eine breite Energieakzeptanz (wie z.B. in dem Detektordesign von Everhart und Thornley [220]) bezieht.

Doch die mittlere Weglänge der verwendeten SE muss nicht der Informationstiefe des magnetischen Signals im SEMPA entsprechen. Wie später erläutert werden soll, stellt sie viel eher eine Obergrenze für die Informationstiefe dar, weil die magnetische Information durch einen zusätzlichen Spinfiltereffekt noch kurzreichweitiger sein kann [221]. Die hohe Oberflächenempfindlichkeit bzw. die kurze Weglänge von Sekundärelektronen hat jedoch direkten Einfluss auf die laterale Auflösung eines SEM. Da die SE nicht aus dem gesamten Wechselwirkungsvolumen der Primärelektronen (vgl. Abbildung 3.2) stammen, sind mittels der SE Auflösungen im Bereich des Strahldurchmessers von $1 - 2 \text{ nm}$ realisierbar [208].

SE können direkt durch Primärelektronen beim Eintritt in eine Probe entstehen und werden in diesem Fall als SE1 bezeichnet. Da die Entstehung der SE1 per Definition auf den Strahldurchmesser begrenzt ist und durch die kurzen Weglängen der SE nur eine geringe Verbreiterung entstehen kann, ermöglichen diese SE1 eine hohe laterale Auflösung. Des Weiteren werden durch RE auf dem Weg zur Oberfläche ebenfalls SE erzeugt, die als SE2 bezeichnet werden und entsprechend eine Auflösung vergleichbar mit den Rückstreuielektronen mit sich bringen. Um eine hohe laterale Auflösung in einem SEM zu erzielen, ist es daher notwendig ein hohes Verhältnis von SE1 zu SE2 zu erzeugen. Dies lässt sich durch hohe Primärstrahlenergien erzielen, die eine tiefe Streubirne erzeugen. Damit ist eine hohe Primärstrahlenergie jedoch auch mit weniger SE insgesamt verbunden und somit einem geringeren Signal-zu-Rausch-Verhältnis. Weitere Sekundärelektronen, die jedoch in der Häufigkeit deutlich geringer sind, sind SE3, die durch RE beim Auftreffen auf Kammerwände sowie sonstigen Kammerbauteilen entstehen, und SE4, Sekundärelektronen, die aus der SEM-Säule in die Probenkammer diffundieren [208]. Da in der SEMPA-Anwendung ausschließlich SE detektiert werden, die in der Lage sind die Optik des verwendeten Spindetektors zu passieren, tragen SE3 und SE4 nicht wie in dem gebräuchlichen Detektordesign [220], das in einem SEM Verwendung findet, zu dem aufgezeichneten Signal bei.

Spinpolarisation der Sekundärelektronen

Der Ferromagnetismus der 3d-Übergangsmetalle Eisen, Kobalt und Nickel resultiert aus einem starken Ungleichgewicht zwischen den Majoritäts- und den Minoritätselektronenspins an der Fermienergie. Da die zuvor diskutierte inelastische Wechselwirkung und mit ihr die Emission von Sekundärelektronen maßgeblich von den Zuständen an der Fermienergie abhängen, lässt sich auch eine Spinpolarisation der emittierten Sekundärelektronen erwarten [221, 222].

Chrobok und Hofmann beobachteten erstmals 1976 eine Spinpolarisation von Sekundärelektronen, die mit 32% bereits sehr hoch war [223]. Anschließende Untersuchungen konnten zeigen, dass die Polarisation von emittierten Elektronen mit kleiner werdender Energie stark ansteigt und so die mittlere Polarisation der Elektronen an der Fermienergie deutlich überschreiten kann [222, 224–228]. Für Eisen, Kobalt und Nickel werden bei geringen Energien Polarisationen von jeweils $(45 \pm 5) \%$ [224, 226–228], $(35 \pm 5) \%$ [224] und $(17 \pm 2) \%$ [225] berichtet, die jeweils signifikant über der Polarisation von Elektronen an der Fermienergie liegen [222, 224–226]. Mit steigender Energie der SE wird die Spinpolarisation dann geringer und gleicht sich oberhalb einer Energie von rund 30 eV der Polarisation der Elektronen an der Fermienergie an [221, 224, 226, 227].

Ein einfaches Bild, in dem Sekundärelektronen aus einem Probenmaterial herausgeschlagen werden und daher eine Spinpolarisation proportional zu der Probenmagnetisierung aufweisen, ist daher zu stark vereinfacht. Auf ihrem Weg an die Oberfläche werden die SE abhängig von ihrer Spinorientierung gestreut [225, 226, 229–232]. Sekundärelektronen mit dem Spin der Majoritätselektronen finden weniger freie Zustände vor, in die sie gestreut werden können, als SE mit dem Spin der Minoritätselektronen. Dies resultiert in einem „Spinfiltereffekt“ [221], der dafür sorgt, dass die Spinpolarisation der SE eben bei niedrigeren Energien stark ansteigt und den Wert der Polarisation von Elektronen an der Fermienergie noch überschreitet. Es ergänzen sich damit zwei Effekte. Die ohnehin schon polarisierten Elektronen erfahren durch das Herausfiltern von Minoritätselektronen eine deutliche Verstärkung der Polarisation für niedrige SE-Energien. Da auch die SE-Verteilung bei einer niedrigen Energie von 2 – 5 eV [210] ihr Maximum besitzt, ermöglicht dies erst eine effektive Abbildung magnetischer Strukturen mittels SEMPA.

Neben einem Verstärkungseffekt hat der diskutierte Spinfiltereffekt auch direkten Einfluss auf die Informationstiefe des magnetischen Signals in einem SEMPA. Obgleich SE im Mittel eine Austrittstiefe von $0,5 - 1,5$ nm in Metallen aufweisen [213, 214], kann die magnetische Information, die diese SE tragen auch aus einer noch geringeren Schichtdicke stammen. Die unterschiedlichen Streuwahrscheinlichkeiten für Majoritäts- und den Minoritätselektronenspins bewirken dabei, dass auch SE, die eigentlich aus einer tieferen Lage stammen, die magnetische Information der obersten Lagen annehmen. Experimentell wird eine Informationstiefe des magnetischen Signals im SEMPA von rund $0,5$ nm gemessen [232, 233]. Dieser Wert hängt dabei vor allem von dem zu untersuchenden Ferromagneten (Eisen, Kobalt, Nickel) ab und weniger von dem Instrument selbst. Kleine Unterschiede zwischen einzelnen SEMPA-Instrumenten können durch verschiedene Energieakzeptanzen der verwendeten Spindetektoren jedoch bestehen.

3.2.2 Auger-Elektronen und charakteristische Röntgenstrahlung

Durch die inelastische Wechselwirkung eines Primärelektrons mit Elektronen aus einem Festkörper können zuvor gebundene Elektronen in einen freien Zustand oberhalb des Fermi-niveaus E_F befördert werden und damit eine Vakanz zurücklassen. Diese Vakanz in einem Energieniveau E_1 kann durch ein anderes Elektron aus einem höheren Energieniveau $E_2 > E_1$ aufgefüllt werden. Die dabei freiwerdende Energie $E_2 - E_1$ kann entweder in Form eines Photons emittiert werden oder an ein drittes, gebundenes Elektron übertragen werden. Ein solches gebundenes Elektron, das von einem Energieniveau $E_3 \leq E_F$ stammt, kann infolgedessen den Festkörper als Auger-Elektron (AE) mit einer Energie $E_3 + E_2 - E_1$ verlassen. Die charakteristische Röntgenstrahlung weist entsprechend bei einer Photonenenergie von $E_2 - E_1$ ein Maximum auf.

Sowohl die Energie der Röntgenphotonen als auch der AE hängt damit von den Energieniveaus eines Elementes ab und gibt folglich quantitativ Auskunft über die Elementzusammensetzung einer Probe. Beide Prozesse stehen zueinander in Konkurrenz. Die Emission von Auger-Elektronen ist allgemein der präferierte Relaxationsprozess für Ordnungszahlen unterhalb von $Z = 33$ [234, 235]. Die Wahrscheinlichkeit ω , dass anstatt eines Auger-

Elektrons ein Röntgenphoton emittiert wird, steigt mit der Ordnungszahlen Z an und kann durch die Relation

$$\omega = \frac{1}{1 + b \cdot Z^{-4}} \quad (3.1)$$

beschrieben werden [235]. Für eine Vakanz in der K-Schale liegt die Konstante b bei $1.12 \cdot 10^6$ [234]. Demnach resultiert eine solche Vakanz in Kohlenstoff mit der Ordnungszahl $Z = 6$ beispielsweise zu 99.9% in der Emission eines KLL-Augerelektrons. Dies zeigt, dass der Auger-Prozess im Gegensatz zu der Emission von Röntgenphotonen sensitiv auf leichte Elemente ist [235–237]. Die umgekehrte Schlussfolgerung, dass Elemente mit einer hohen Ordnungszahl nicht mittels Augerelektronenspektroskopie (AES) detektierbar sind, ist jedoch falsch, da mit höheren Ordnungszahlen auch Augerübergänge höherer Energieniveaus beobachtbar werden (LMM, MNN). So liegt die Konstante b für eine Vakanz in der L_3 -Schale bei $6.4 \cdot 10^7$ [234], sodass der korrespondierende LMM-Augerübergang von z.B. Kobalt ($Z = 27$) einer Wahrscheinlichkeit von 99,2% entspricht. Die Sensitivität der AES auf verschiedene Elemente des Periodensystems schwankt daher nur um eine Größenordnung [234], während die energiedispersive Röntgenspektroskopie (EDX) für leichte Elemente zunehmend ineffektiver wird.

Selbstverständlich ist die AES als Dreielektronenprozess auch auf Elemente angewiesen, die entsprechend mindestens drei Elektronen besitzen. Damit sind Wasserstoff und auch Helium nicht isoliert detektierbar. Eingebunden in einen Festkörper können diese Elemente jedoch sehr wohl Beiträge zu einem Auger-Spektrum liefern [234]. Da Helium in der Oberflächenphysik de facto irrelevant ist, soll an dieser Stelle einzig Wasserstoff diskutiert werden. Eingebunden in Platin wird durch Wasserstoff ein zusätzliches Augersignal bei 13,5 eV beobachtet [238, 239], das damit nahe der Ionisierungsenergie von Wasserstoff (13,6 eV) liegt. Ebenso kann auch ein charakteristisches Minimum 13 eV unterhalb des elastischen Peaks auf Wasserstoff hindeuten [234, 240]. Beide Signale sind jedoch vergleichsweise schwer detektierbar, sodass die Auger-Untersuchungen in dieser Arbeit die Abwesenheit von Wasserstoff nicht belegen können.

Ein zentraler Unterschied zwischen EDX und AES liegt in der Informationstiefe des aufgezeichneten Signals. Da die Wechselwirkung von Röntgenphotonen mit Materie deutlich geringer ist als zwischen Elektronen mit Materie, werden die Photonen auf ihren Weg an die Oberfläche nur geringfügig abgeschwächt und enthalten praktisch Informationen aus dem gesamten Wechselwirkungsvolumen eines Primärelektronenstrahls [210]. Im Gegen-

satz dazu liegt die freie Weglänge eines AE zwischen 0,5 nm und 2,0 nm [211, 212]. Obwohl der Auger-Prozess oftmals häufiger stattfindet, können daher dennoch mehr Röntgenphotonen als Auger-Elektronen von einer Probe emittiert werden. Gleichzeitig macht die kurze Weglänge von Auger-Elektronen die AES aber auch für die Oberflächenphysik attraktiv. Die hohe Oberflächensensitivität in Kombination mit der Sensitivität auf leichte Elemente ermöglicht die Überprüfung, ob eine Oberfläche frei von Adsorbaten wie Sauerstoff und Kohlenstoff ist. Des Weiteren lassen sich mittels der AES aufgetragene Schichtdicken *in situ* sehr genau bestimmen insofern die entsprechenden Abschwächungslängen der AE bekannt sind. Im Folgenden soll daher genauer auf die Abschwächungslängen von AE eingegangen werden.

Abschwächungslängen von Auger-Elektronen

Die Augerelektronenspektroskopie (AES) ist ein sehr oberflächensensitives Messverfahren. Auger-Elektronen, die durch den beschriebenen Prozess emittiert wurden, werden nur als solche detektiert, wenn sie vor dem Austritt aus einer Probe keine Energie verloren haben. Da jedoch jegliche inelastische Wechselwirkung eines Auger-Elektrons mit anderen Elektronen in einem Energieverlust resultiert, hängt die Reichweite eines AE von der sogenannten inelastischen mittleren freien Weglänge (IMFP) ab. Die charakteristische Größe ist jedoch die Abschwächungslänge (AL) der Elektronen in einem Festkörper [241], die sich über die Anzahl der vorhandenen Elektronen N nach einem Wegstück x ausdrücken lässt:

$$N = N_0 \exp\left(-\frac{x}{AL}\right) \quad (3.2)$$

Diese AL unterscheidet sich von der oftmals verwendeten IMFP, die lediglich den Einfluss einer inelastischen, nicht aber der elastischen Streuung von Elektronen berücksichtigt [241–243]. Die elastische Streuung eines Elektrons führt zwar nicht zu einem Energieverlust, doch verlängert sie durch große Streuwinkel den effektiv zurückzulegenden Weg des Auger-Elektrons um eine Probe zu verlassen. Entsprechend führt eine fälschliche Verwendung der IMFP anstelle der AL zu einer Unterschätzung der tatsächlichen Abschwächung von Elektronen [242], die in einem Bereich von 15% bis 30% liegen kann [242, 244–246].

Da die elastische Streuung von Elektronen sich in guter Näherung unabhängig von den Potenzialen in einem Festkörper berechnen lässt [243], resultiert sie in einer „universal

curve“, die einzig von der reduzierten Energie eines Elektrons abhängt [247–249]. Dies lässt sich jedoch nicht auf die inelastische Streuung von Elektronen übertragen, da die inelastische Streuung durch Beiträge von schwach gebundenen Elektronen eines Festkörpers dominiert wird [243]. Folglich ist die bekannte „universal curve“ der IMFP von Seah und Dench [212] quantitativ nicht aussagekräftig [243] und sollte nur qualitativ als eine Orientierung Verwendung finden. Insbesondere bietet sie kein Fundament für eine belastbare Schichtdickenkalibrierung.

Üblicherweise lassen sich IMFP und AL mittels der TPP-2M-Formel [211] abschätzen, die abhängig von der Energie der Auger-Elektronen für Kobalt eine AL zwischen 0,4 nm und 1,5 nm vorhersagt. Doch strenggenommen ist die AL keine reine Materialkonstante (in dieser Arbeit von Kobalt), sondern es lassen sich beispielsweise eine Substratabhängigkeit (z.B. durch das Wachstum auf dem Substrat), eine Abhängigkeit von dem betrachteten Schichtdickenbereich sowie eine Geometrieabhängigkeit anführen [241]. Große Unterschiede, die zwischen publizierten Werten auftreten [212, 250–252], erscheinen daher durchaus verständlich zu sein. Belastbare Werte, um mittels der AES eine Schichtdickenbestimmung durchzuführen, müssen daher neben dem Material einer Schicht auch das Wachstum oder die genaue Geometrie berücksichtigen und stellen ansonsten lediglich eine Abschätzung dar.

3.2.3 Niedrigenergie-Elektronenbeugung

Eine in der Oberflächenphysik äußerst bedeutsame Technik, die verwendet wird um die Beschaffenheit von Oberflächen zu untersuchen, ist die Niedrigenergie-Elektronenbeugung (LEED). Betrachtet wird dabei die Interferenz von elastisch gestreuten (reflektierten) Elektronen (ERE) bei geringen Energien von etwa 20 – 200 eV. Ein Beugungsbild dieser Elektronen gibt Auskunft über die periodische Struktur eines monokristallinen Materials, sodass mit einfachen Mitteln bereits eine qualitative Abschätzung der strukturellen Perfektion vorgenommen werden kann. Eine geordnete Oberfläche muss dabei scharfe Beugungsreflexe mit einem geringen Untergrund zeigen.

In einem LEED-Instrument werden elastisch gestreute Elektronen verwendet, die in einem Energiebereich zwischen 20 eV und 200 eV freie Weglängen unterhalb von 1 nm besitzen

[211, 212]. Inelastisch gestreute Elektronen können mit ihrer geringeren Energie eine positive Potenzialbarriere eines Rückhaltgitters nicht überwinden und tragen daher nicht zu dem aufgezeichneten Signal bei. Im Unterschied zu der Beugung von Röntgenstrahlung an einem Kristall (XRD) weist die elastische Streuung von Elektronen in Materie einen hohen Wechselwirkungsquerschnitt auf, sodass allgemein Mehrfachstreuung nicht vernachlässigbar ist. LEED ist damit zum einen ein sehr mächtiges Werkzeug, das eine umfassende Charakterisierung einer Oberfläche ermöglicht. Zum anderen kann eine quantitative LEED-Analyse jedoch sehr komplex werden und daher wird üblicherweise eine iterative Anpassung von numerischen Berechnungen an experimentellen Daten vorgenommen.

Wegen der Komplexität von solchen dynamischen LEED-Berechnungen beschränkt sich dieses Kapitel auf die sogenannte kinematische Näherung, in der nur Einfach-Streuprozesse von Elektronen berücksichtigt werden. Diese Näherung entspricht damit einer relativ schwachen elastischen Streuung, sodass inelastische Streuprozesse stärker zum Tragen kommen und die (elastische) Mehrfachstreuung entsprechend unterdrücken. Die relevante Größe in diesem Kontext ist der Wechselwirkungsquerschnitt der elastischen Streuung von Elektronen an Atomkernen. Da die elastische Streuung mit der Ordnungszahl Z der Atome ansteigt [253], können die in dieser Arbeit untersuchten Kobaltlagen ($Z = 27$) teilweise noch vertretbar durch die kinematische Näherung beschrieben werden. Die Ir(111)- und die Pt(111)-Oberfläche weisen hingegen mit $Z = 77$ und $Z = 78$ eine deutliche Mehrfachstreuung auf, sodass einzig eine dynamische Beschreibung quantitativ sinnvoll ist. Doch auch wenn die kinematische Näherung nicht die Intensitäten einzelner LEED-Reflexe quantitativ wiedergeben kann, so ist sie bis auf wenige Ausnahmen zumindest für die Position von LEED-Reflexen und somit die Symmetrie der Oberflächeneinheitszelle im reziproken Raum aussagekräftig [253]. Da dynamische LEED-Rechnungen an dieser Stelle nicht diskutiert werden, sei hierfür auf weiterführende Literatur [253] verwiesen.

Position und Ausdehnung eines LEED-Reflexes

Die Position einzelner LEED-Reflexe lässt sich aus der Interferenz von Elektronenwellen, die von verschiedenen Atomen einer Atomlage ausgehen, bestimmen. Wie in der Abbildung 3.3 für den eindimensionalen Fall skizziert ist, ergibt sich bei einem Abstand l zwischen den benachbarten Atomen ein Gangunterschied von $l \sin \theta$. Konstruktive Interferenz tritt auf, wenn dieser Gangunterschied ein Vielfaches ($n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) der Elektronenwellenlänge $\lambda = h/\sqrt{2mE}$ ist. Dementsprechend muss der n -te LEED-Reflex die Gleichung

$$\sin \theta = n \frac{h}{l\sqrt{2mE}} \quad (3.3)$$

erfüllen. Üblicherweise wird das Beugungsbild der Elektronen auf einem kugelförmigen LEED-Schirm aufgezeichnet, sodass nicht der Winkel θ selbst gemessen wird, sondern $\sin \theta$. Auf diese Weise lassen sich trigonometrische Korrekturen vermeiden und die einzelnen Beugungsreflexe erscheinen äquidistant. Ein LEED-Muster ist damit eine Darstellung des Oberflächengitters in reziproken Raum. Die Position $\vec{p}$ der LEED-Reflexe, die von einer zweidimensionalen Oberfläche zurückgeworfen werden, lässt sich folglich mit Hilfe der reziproken Gittervektoren² der Oberflächeneinheitszelle $\vec{b}_1$ und $\vec{b}_2$ ausdrücken:

$$\frac{\vec{p}}{r} = \hbar \frac{n \cdot \vec{b}_1 + m \cdot \vec{b}_2}{\sqrt{2mE}} \quad (3.4)$$

Der Parameter r bezeichnet den Radius des gekrümmten LEED-Schirms, in dessen Zentrum sich die Probe befindet. $n, m \in \mathbb{Z}$ parametrisieren den (n, m) -Reflex, der entspre-

²Die reziproken Gittervektoren $\vec{b}_1$ und $\vec{b}_2$ werden hier durch die Gittervektoren $\vec{a}_1$ und $\vec{a}_2$ der Oberflächeneinheitszelle wie folgt definiert:

$$\vec{b}_1 := 2\pi \frac{\vec{a}_2 \times \vec{e}_z}{\vec{a}_1 \cdot (\vec{a}_2 \times \vec{e}_z)} \quad \vec{b}_2 := 2\pi \frac{\vec{e}_z \times \vec{a}_1}{\vec{a}_1 \cdot (\vec{a}_2 \times \vec{e}_z)}$$

Der Einheitsvektor $\vec{e}_z$ zeigt in das Material herein und ist senkrecht zu den Vektoren $\vec{a}_1$ und $\vec{a}_2$ orientiert. $\vec{b}_1$ und $\vec{b}_2$ liegen damit ebenfalls innerhalb der Oberfläche.

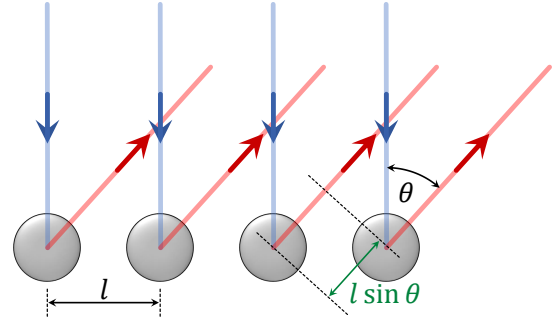


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung der Elektronenbeugung an einer Oberfläche. Wenn der Gangunterschied $l \sin \theta$ ein Vielfaches der Elektronenwellenlänge λ ist, so tritt konstruktive Interferenz auf.

chend bei der Position $\vec{p}$ auf dem LEED-Schirm sichtbar ist. Über die Gleichung 3.4 können damit insbesondere die Abstände der Oberflächenatome aus einem LEED-Muster heraus bestimmt werden. Auch zeigt die Gleichung, dass eine Überstruktur, die z.B. durch Adsorbatatome an der Oberfläche entsteht, sich in zusätzlichen Reflexen mit $n, m \in \mathbb{Q}$ äußert.

Da die Gleichung 3.4 sich rein aus der Symmetrie der Oberfläche ableitet, gilt sie auch für die Mehrfachstreuung von Elektronen und ist damit über die kinematische Näherung hinaus gültig. Die abgeleitete Gleichung 3.4 gibt jedoch keine quantitative Auskunft über das Profil oder die Intensität von LEED-Reflexen. Sie verdeutlicht qualitativ, dass jegliche Abweichungen von der perfekten periodischen Struktur durch Versetzungslinien, Stufenkanten, Inseln, Domänen oder Punktdefekten mit einer Verbreiterung der Reflexe verbunden sein muss [253–256]. Die Breite der LEED-Reflexe oder auch ein zusätzlicher Untergrund im LEED-Muster ist damit ein Maß für die Anzahl der Störstellen. Qualitativ gilt daher, dass eine geordnete Oberfläche scharfe Beugungsreflexe und einen geringen Untergrund aufweisen muss.

Die Ausdehnung eines LEED-Reflexes lässt sich jedoch nicht allein auf die Unvollkommenheiten einer Probe zurückführen. Selbst für eine perfekte, starre ($T = 0$ K) und unendliche Oberfläche ist ein gaußförmiges Profil wegen der instrumentalen „response function“ zu erwarten [254–257]. Beiträge hierzu liefern beispielsweise die Energieverteilung der verwendeten Primärelektronen, die Winkelauflösung des Detektors, eine nicht punktförmige Elektronenquelle sowie der Durchmesser des Elektronenstrahls [254, 255]. Im Realraum lassen sich diese Einflüsse zu einer gemittelten Größe, der „Transferbreite“, zusammenfassen, die den maximalen Abstand von Oberflächenatomen für eine kohärente Streuung beschreibt [256]. Diese kohärente Streulänge liegt typischerweise in einem Bereich von 10 nm bis 20 nm [256] und somit deutlich unterhalb des Strahldurchmessers eines LEED-Instrumentes. Für eine quantitative Analyse der Reflexbreite müssen die Beiträge des LEED-Instruments Berücksichtigung finden.

Intensität eines LEED-Reflexes

Zuvor wurde die Beugung eines Elektrons einzig auf Grundlage der periodischen Struktur der Oberfläche diskutiert. Aus dieser zweidimensionalen Betrachtung kann die Position von LEED-Reflexen abgeleitet werden. Auch Elektronen, die an unterschiedlichen Atomlagen gebeugt werden, weisen einen Gangunterschied auf. Daher muss noch eine zusätzliche Bragg-Bedingung bestehen. Diese veranschaulicht die Abbildung 3.4. Die Beiträge unterschiedlicher Atomlagen zu einem Reflex, der unter dem Winkel θ zu finden ist, interferieren konstruktiv, wenn der Gangunterschied $d + d \cos \theta$ ein Vielfaches der Elektronenwellenlänge ist. Dies führt dazu, dass die Intensität eines LEED-Reflexes mit der Energie variiert und ein Blinken in einem IV-LEED-Spektrum (Intensität gegenüber Beschleunigungsspannung) erkennbar ist. Das Aufzeichnen der Reflexintensität als Funktion der Energie gibt damit direkt Auskunft über den Lagenabstand an der Oberfläche einer Probe.

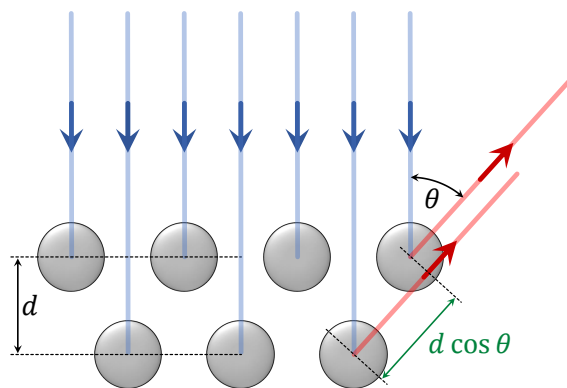


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung der Interferenz von Elektronen, die an unterschiedlichen Atomlagen gestreut wurden. Wenn der Gangunterschied $d + d \cos \theta$ ein Vielfaches der Elektronenwellenlänge λ ist, so tritt konstruktive Interferenz auf.

Die starke Wechselwirkung von Elektronen mit Materie sorgt jedoch dafür, dass die Mehrfachstreuung von Elektronen allgemein nicht vernachlässigbar ist. In der Konsequenz lassen sich die Maxima in einem aufgezeichneten Spektrum oftmals nur schwer einem „Bragg-Peak“ zuordnen [253]. Die kinematische Näherung liefert in einem solchen Fall lediglich ein qualitatives Verständnis für das Auftreten von Maxima und Minima. Um quantitative Informationen aus einem solchen Spektrum zu entnehmen, sind dann dynamische LEED-Berechnungen notwendig. Generell verringert sich der Einfluss der Mehrfachstreuung zu kleineren Ordnungszahlen Z [253]. LEED-Spektren der in dieser Arbeit untersuchten Substrate Ir(111) ($Z = 77$) und Pt(111) ($Z = 78$) werden daher erkennbar starke Mehrfachstreuung aufweisen. Die aufgebrauchten Kobaltschichten ($Z = 27$) zeigen im Gegensatz

dazu deutlich Bragg-Peaks, sodass die kinematische Näherung sich hier besser anwenden lässt. Aus diesem Grund konnte bereits beobachtet werden, dass für eine aufgebrauchte Kobaltschicht die Bestimmung des Lagenabstandes anhand der Intensitätsoszillation des Spekularreflexes auch mit kinematischen Mitteln möglich ist [258]. Dies gilt jedoch nicht für Ir(111) oder Pt(111). Auch wenn beispielsweise für Pt(111) bei höheren Energien (> 200 eV) scheinbar Bragg-Peaks als dominante Features auftreten, sind diese nicht etwa einer geringeren Mehrfachstreuung, sondern viel eher einer stärkeren Vorwärtsstreuung bei höheren Energien zuzuschreiben [253]. Folglich sind solche „Bragg-Peaks“ nicht einfach kinematisch zu verstehen, sondern enthalten Beiträge mehrfacher Vorwärtsstreuung [253].

Bestimmung des Lagenabstandes mit Hilfe des Spekularreflexes

Sobald die Mehrfachstreuung von Elektronen in einem Material hinreichend gering ist und die kinematische Näherung somit anwendbar wird, lässt sich aus den Energien der Bragg-Peaks relativ einfach der mittlere Abstand zwischen den Atomlagen dieses Materials bestimmen. Betrachtet werden dabei die Elektronen des Spekularreflexes, die unter einem Winkel θ (relativ zu der Oberflächennormalen) auf eine Probe treffen, und dann diese Probe auch wieder unter dem Winkel θ verlassen. Werden die Elektronen an zwei unterschiedlichen Atomlagen mit dem Abstand d gebeugt, so entsteht ein Gangunterschied von $2d \cos \theta$. Konstruktive Interferenz tritt auf, wenn dieser Gangunterschied ein Vielfaches von der Elektronenwellenlänge $\lambda = h/\sqrt{2mE}$ ist. Hieraus ergibt sich direkt die Bragg-Bedingung:

$$E = n^2 \frac{h^2}{8md^2 \cos^2 \theta} \quad (3.5)$$

Nicht berücksichtigt wurde in dieser Gleichung, dass die Elektronen beim Eintritt in das Probenmaterial noch die Energie $V_0 > 0$ hinzugewinnen. Dieses innere Potenzial V_0 ist eine Art räumliches Mittel des tatsächlichen Potenzials, in dem sich die LEED-Elektronen bewegen, und wird näherungsweise als konstant angenommen [253]. Da das innere Potenzial nur Einfluss auf die Impulskomponente senkrecht zu der Oberfläche hat und dieser Energiegewinn beim Austritt eines Elektrons aus der Probe wieder abgezogen wird, bleibt die zuvor diskutierte Bragg-Bedingung für die Position von LEED-Reflexen

von diesem Potenzial unberührt. Unter Berücksichtigung des inneren Potenzials ergibt sich für die Energie der Bragg-Peaks aus der Gleichung 3.5 jedoch:

$$E = n^2 \frac{h^2}{8md^2 \cos^2 \theta} - V_0 \quad (3.6)$$

Mithilfe dieser Gleichung lässt sich anhand einer Abfolge von Bragg-Peaks ($n = 1, 2, 3, \dots$) der Lagenabstand d bestimmen. Die einzigen freien Parameter sind dabei das innere Potenzial V_0 und der mittlere Lagenabstand d . Da die ausschließlich elastisch gestreuten Elektronen in einem LEED-Instrument freie Weglängen unterhalb von 2 nm besitzen [211, 212], mittelt der so bestimmte Lagenabstand entsprechend über diese obersten Lagen. Für einige Kristalloberflächen wird jedoch durch die Vakuumgrenzfläche eine Abstandsänderung zur obersten Atomlage beobachtet. Die Gleichung 3.6 ist auf einen solchen Effekt a priori nicht sensitiv. Wie man sich leicht überlegen kann, äußert sich eine Streckung oder Stauchung des Abstandes zur obersten Atomlage allerdings in asymmetrischen Bragg-Peaks [253], sodass ein solcher Effekt zumindest qualitativ sichtbar sein sollte und damit erkennbar ist, ob sich die Gleichung 3.6 anwenden lässt.

3.3 Experimenteller Aufbau

In den beiden vorangegangenen Abschnitten wurden die experimentellen Grundlagen der SEMPA sowie auch der AES und LEED diskutiert. Auf Basis dieser Grundlagen soll nun der Aufbau des bestehenden Experimentes diskutiert werden. In dem Kapitel 3.2.1 wurde herausgearbeitet, dass die Detektion der Spinpolarisation von Sekundärelektronen konzeptionell sehr oberflächensensitiv ist, da die Informationstiefe des Sekundärelektronenspins für Ferromagnete unterhalb von 1 nm liegt. Dies lässt sich anwendungsbezogen natürlich als Vor- oder als Nachteil auffassen und ist selbstverständlich auch mit gewissen Anforderungen an Probe und Experiment verbunden. In jedem Fall verdeutlicht die hohe Sensitivität auf die Oberfläche einer Probe die Notwendigkeit, mit Basisdrücken von rund 10^{-10} hPa bzw. darunter zu arbeiten. Obgleich Proben, die *ex situ* hergestellt wurden, unter entsprechenden Einbußen der Effektivität³ auch direkt mittels SEMPA untersucht

³*Ex situ* hergestellte Proben müssen durch eine zusätzliche Deckschicht vor Oxidation und Kontamination geschützt werden. Da eine geschlossene, nicht-ferromagnetische Deckschicht wie Platin das magnetische Signal im SEMPA mindestens um einen Faktor vier reduziert [35], ergibt sich selbst bei

werden können [35], eignet sich diese Technik insbesondere für die Untersuchung von *in situ* hergestellten Proben. Im Folgenden wird mit diesem Hintergrund der experimentelle Aufbau des Experiments diskutiert.

Die Abbildung 3.5 zeigt schematisch den Querschnitt des aktuellen SEMPA-Aufbaus in der Draufsicht. Das zentrale Element ist die SEMPA-Kammer mit dem angeschlossenen Spindetektor und der Elektronenkanone. Letztere befindet sich oberhalb des Probenstisches und wird daher durch eine graue Schattierung oberhalb der Probe angedeutet. Verwendung findet eine UHV-kompatible Version der Gemini-Säule von Zeiss, die bei einer Primärstrahlenergie von 7 keV einen Strahlstrom von rund 6 nA liefern kann. Sie schließt mit dem Spindetektor einen Winkel von 64° ein, sodass eine Probe, deren Oberfläche dem Spindetektor zugewandt sein soll, dementsprechend relativ zu der Säule verkippt werden muss (vgl. Abbildung 3.1). In der SEMPA-Kammer können zusätzlich zu der magnetischen Bildgebung einfache Präparationsschritte wie ein Sputtern mit Argonionen sowie das Auflegen einer Eisen- oder Kobaltschicht mittels Elektronenstoßheizung durchgeführt werden. Die SEMPA-Kammer besitzt einen Basisdruck von $4 \cdot 10^{-11}$ hPa und durch zusätzliches Einkühlen mit flüssigem Stickstoff können auch Drücke im 10^{-12} hPa-Bereich erreicht werden.

Komplexere Probenpräparationen ermöglicht die angrenzende Präparationskammer, welche einen Basisdruck von rund $5 \cdot 10^{-11}$ hPa aufweist. Proben können hier durch Argonionenbeschuss gereinigt und durch Elektronenstoß geheizt werden. Des Weiteren lassen sich durch Einlass von Sauerstoff während des Heizens auch organische Verunreinigungen von einer Probenoberfläche entfernen. Die so gereinigten Proben können mit verschiedenen Materialien beschichtet werden. Verwendung finden dabei ausschließlich thermische Elektronenstrahlverdampfer, die dem Aufbau der EFM 3- bzw. EFM 3T-Verdampfers, wie sie gegenwärtig die Firmen Scienta Omicron GmbH oder Focus GmbH vertreiben, entsprechen. Eine mittels Piezomotoren verschiebbare Blende kann während des Aufdampfens von Materialien vor die Probe gefahren werden und ermöglicht somit, auf der Probenoberfläche eine graduelle Dickenzunahme zu realisieren. Die hergestellten Proben können anschließend mittels Augerelektronenspektroskopie (AES) sowie Niedrigenergie-Elektronenbeugung (LEED) untersucht werden. Obgleich AES auch mit dem verwendeten

optimaler Wahl der Deckschichtdicke die 16-fache Messdauer. Ursache hierfür ist die quadratische Abhängigkeit der Effizienz von der aufgezeichneten Signalstärke [200].

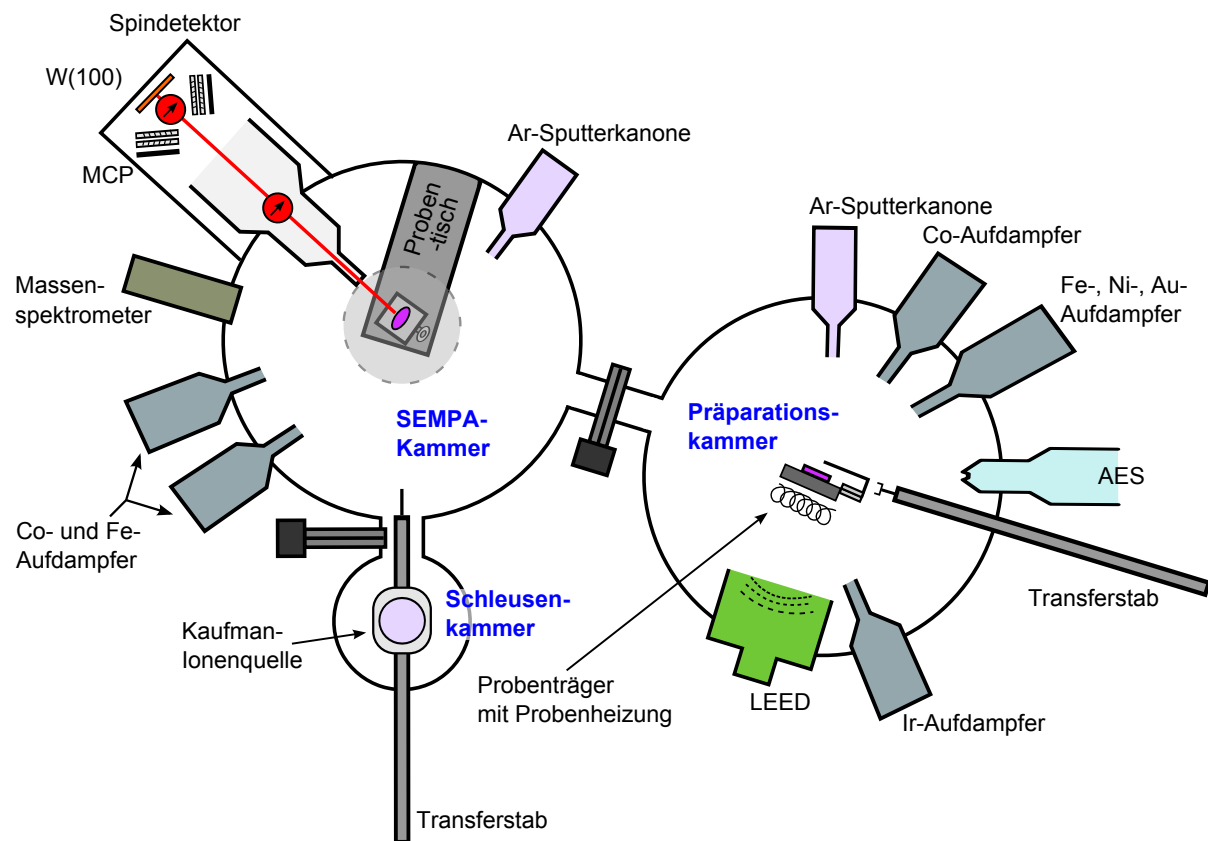


Abbildung 3.5: Skizzierter Querschnitt des SEMPA-Aufbaus. Proben können von außen über die Schleusen-kammer in die SEMPA-Kammer transferiert werden. Dies ermöglicht einen schnellen Probentausch, ohne dafür eine der UHV-Kammern zu öffnen. Eine Kaufman-Ionenquelle bietet vor dem Transfer die Möglichkeit, Proben durch den Beschuss mit Argonionen geringer Energie zu reinigen. In der SEMPA-Kammer können zusätzlich zu der magnetischen Bildgebung einfache Präparationsschritte wie ein Reinigen mittels Argonionen sowie das Auflegen einer Eisen- oder Kobaltschicht durchgeführt werden. Komplexere Probenpräparationen ermöglicht die angrenzende Präparationskammer. Neben dem Auflegen diverser Elemente ist hier der Beschuss mit Argonionen sowie ein Heizen der Proben durch Elektronenstoßheizung möglich. Die hergestellten Proben lassen sich anschließend mittels Augerelektronenspektroskopie (AES) sowie Niedrigenergie-Elektronenbeugung (LEED) untersuchen. Eine verschiebbare Blende vor der Probe ermöglicht das Aufdampfen von Schichten mit einer graduellen Dickenzunahme. Die Graphik wurde nach Vorlage von [259] erstellt und an den verwendeten Aufbau angepasst.

LEED-Instrument möglich ist, wird dazu ein separates Gerät mit einem „Cylindrical Mirror Analyzer“ (CMA) genutzt, der entsprechend eine höhere Energieauflösung bereitstellen kann. Beide Instrumente werden in den Abschnitten 3.3.1 und 3.3.2 näher erläutert.

Ex situ hergestellte Proben lassen sich über eine Schleusenkammer in die SEMPA-Kammer transferieren. Dies ermöglicht einen schnellen Probentausch, ohne dafür eine der UHV-Kammern zu öffnen. Die Kaufman-Ionenquelle KDC10 der Firma Kaufman & Robinson lässt sich vor dem Transfer nutzen, um Proben durch den Beschuss mit Argonionen geringer Energie (100 eV bis 1200 eV) effektiv zu reinigen.

Im Folgenden wird auf die beiden genutzten AES- und LEED-Instrumente näher eingegangen, da beide für die Charakterisierung von Oberflächen und dünnen Schichten von zentraler Bedeutung sind. Anschließend wird der verwendete Spindetektor diskutiert, dessen Funktionsweise für die Entwicklung der zeitaufgelösten SEMPA essenziell ist. In dem darauffolgenden Abschnitt 3.4 wird auf dieser Basis die Aufnahme der senkrechten Magnetisierungskomponente mit dem vorhandenen SEMPA-Instrument thematisiert, das ursprünglich für die Abbildung der Magnetisierung in der Filmebene entwickelt wurde [199, 200]. Der Abschnitt 3.5 setzt sich dann mit der Frage auseinander, inwiefern auch eine magnetische Bildgebung mittels SEMPA an *ex situ* hergestellten Schichtsystemen möglich ist.

3.3.1 Augerelektronenspektroskopie

Auger-Elektronen werden mittels des „microCMA Compact Auger Analyzer“ der Firma RBD Instruments detektiert. Mit einer integrierten Elektronenkanone lassen sich Primärelektronen bis zu einer Energie von 3 kV erzeugen und auf einen Fleck mit einem Radius von 150 μm fokussieren. Der verwendete single-pass Cylindrical Mirror Analyzer (CMA) erreicht eine Energieauflösung von rund 0.7% der Elektronenenergie. Über ein Channeltron werden die Auger-Elektronen detektiert und die Durchlassspannung wird während der Messung nicht zusätzlich modelliert, sodass das direkte Elektronenspektrum $N(E)$ und nicht deren Ableitung dN/dE aufgezeichnet wird. Ein abgeleitetes Augerspektrum kann nach einer Messung digital realisiert werden. Der Öffnungswinkel des CMA liegt bei $42,3^\circ$, sodass die Informationstiefe λ der Auger-Elektronen entsprechend um

einen Faktor $\cos(42,3^\circ) \approx 0,74$ gegenüber der AL verkürzt ist. Die Austritts- bzw. Informationstiefe λ bezeichnet in diesem Zusammenhang etabliert die Projektion der AL gemessen in Richtung des Detektors senkrecht zu der Oberfläche [241, 260]⁴.

3.3.2 Niedrigenergie-Elektronenbeugung

Verwendung findet ein SpectraLEED-Instrument von der Firma Omicron, das mit einer Vier-Gitter-LEED-Optik eine hohe Energieauflösung bereitstellt. Die Beugungsreflexe sind auf einem phosphorbeschichteten Glasschirm sichtbar und werden mittels einer Kamera, die *ex situ* hinter dem Schirm und der Elektronenkanone fest montiert ist (rear-view LEED), aufgenommen. Unter normalen Einfall des Primärstrahls lassen sich damit Beugungswinkel in einem Bereich von $\pm 51^\circ$ registrieren. Als Kathode fungiert ein thoriertes Wolframfilament.

Das LEED-Instrument wird mit einer ErLEED 1000-A-Steuereinheit der Firma SPECS GmbH bedient. Eine kommerziell erhältliche Lösung für die Aufnahme von Beugungsbildern mit der LEED-Kamera besteht jedoch nicht. Im Rahmen dieser Arbeit wurde daher eine PC-Steuerung mittels LabView für diese Kamera entwickelt. Die PC-Steuerung kontrolliert ebenso die ErLEED-Einheit und ermöglicht so z.B. das Durchfahren der Primärstrahlenergie unter gleichzeitiger Aufnahme von LEED-Mustern. Auf diese Weise werden zusätzlich IV-LEED-Messungen an Proben möglich.

In einem klassischen Modus können aufsummierte Intensitäten von zuvor definierten Bereichen, die sich mit den LEED-Reflexen mitbewegen, aufgezeichnet werden. Alternativ lassen sich die Reflexe durch individuelle Gaußprofile anpassen, die neben der integrierten Intensität eines Reflexes sowie einem zusätzlichen Untergrund auch Zugang auf Breite und Position der LEED-Reflexe in Abhängigkeit der Elektronenenergie liefern. Aus Abschnitt 3.2.3 ist bereits bekannt, dass jegliche Verbreiterung eines LEED-Reflexes als ein Maß für die Störstellendichte angesehen werden kann. Insbesondere Stufen auf einer Oberfläche sind anhand einer Oszillation in der Reflexbreite sichtbar, solange diese Stufen stochastisch verteilt sind [253, 261, 262]. Eine reguläre Stufenanordnung kann im Gegensatz dazu konzeptionell über eine leichte Oszillation der Reflexposition [261, 262] beobachtet werden.

⁴Siehe auch die Definition der Größen in Abschnitt 3.2.2.

Die in dieser Arbeit aufgezeichneten IV-LEED-Spektren stellen stets die gemessene Reflexintensität als Funktion der Elektronenenergie dar. Die Einstellung des Primärelektronenstrahls wurde so vorgenommen, dass keiner der Reflexe sättigt, jedoch ein möglichst hohes Signal aufgenommen werden kann. Da kein Faraday-Becher (Faraday cup) zur Verfügung steht, um für die gewählten Einstellungen den Primärstrahlstrom zu messen, wurden die Intensitäten insbesondere auch nicht auf den Strahlstrom normiert. Es lässt sich in allen Messungen ein energieabhängiger Skalierungsfaktor zwischen den aufgezeichneten Daten und Spektren aus der Literatur beobachten. Dieser Skalierungsfaktor lässt sich beispielhaft in der Abbildung 3.6 nachvollziehen. Gegenübergestellt werden in der Graphik ein berechnetes IV-LEED-Spektrum des (1,0)-Reflexes von Kobalt in einer hcp-Stapelung aus [263] (rot) sowie die in dieser Arbeit aufgezeichneten Daten einer Kobaltschicht auf Pt(111) (schwarz). Formen und Positionen der Minima und Maxima stimmen deutlich erkennbar überein. Die aufgenommenen Rohdaten zeigen jedoch eine mit steigender Energie zunehmende Sensitivität. Um eine bessere Vergleichbarkeit sicherzustellen, wird im Folgenden ein solcher Effekt sowohl in den eigenen Daten als auch in Daten aus anderen Publikationen über eine lineare Anpassung der Sensitivität korrigiert.

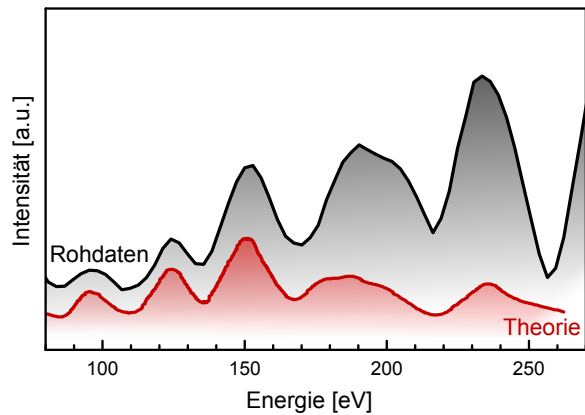


Abbildung 3.6: IV-LEED-Spektrum des (1,0)-Reflexes von Kobalt zur Veranschaulichung des energieabhängigen Skalierungsfaktors in den Messungen. Gegenübergestellt werden ein berechnetes IV-LEED-Spektrum des (1,0)-Reflexes von Kobalt in einer hcp-Stapelung aus [263] (rot) sowie die in dieser Arbeit aufgezeichneten Daten einer Kobaltschicht auf Pt(111) (schwarz).

3.3.3 Detektion des Sekundärelektronenspins

Nachdem zuvor gesondert auf die experimentellen Möglichkeiten für die Charakterisierung einer Oberfläche mittels AES und LEED eingegangen wurde, soll nun konkreter auf die Detektion des Sekundärelektronenspins und somit der magnetischen Abbildung mit dem vorhandenen SEMPA-Aufbau eingegangen werden. An der Probe generierte Sekundärelektronen werden von dem Spindetektor mittels eines elektrostatischen Feldes angezogen und für die spinabhängige LEED-Streuung auf einen W(001)-Einkristall gelenkt. Der Spindetektor konkurriert dabei mit einem nicht vollständig abgeschirmten Streufeld der Gemini-Elektronensäule um die Sekundärelektronen. Dieses Streufeld stammt aus dem elektrostatischen Teil der verwendeten Gemini-Elektronensäule und lenkt Sekundärelektronen in den integrierten In-lens-Detektor. Eine entsprechend hohe Auslegung des ersten Transferoptikpotenzials in dem Spindetektor von rund 1900 V stellt sicher, dass die Sekundärelektronen zu einem hohen Anteil in den Spindetektor gelangen⁵. Der In-lens-Detektor wiederum registriert während des SEMPA-Betriebes vorwiegend Rückstreuelektronen und kann weiter genutzt werden, um bspw. Strukturen zum weiteren Abbilden auszuwählen oder auch simultan zu den im Spindetektor aufgezeichneten Daten ein Rückstreuelektronenbild aufzuzeichnen. Aufgrund der konzeptionell limitierten Auflösung von Rückstreuelektronen eignet er sich jedoch nur eingeschränkt zum Fokussieren des Elektronenstrahls.

In dem Spindetektor treffen die Sekundärelektronen auf einen W(001)-Einkristall, an dem ein positives Potenzial von 102,5 eV anliegt. Dort findet die spinabhängige LEED-Streuung statt. Die Intensitäten der vier (2,0)-LEED-Reflexe werden in einer hintereinandergeschalteten Chevron-Anordnung von Mikrokanalplatten (MCP) verstärkt. Die Elektronen der entsprechenden Reflexe lösen dann einen kurzen Strompuls auf einer dahinterliegenden Elektrode aus, der sich elektronisch detektieren lässt. Auf diese Weise findet für jeden der vier LEED-Reflexe eine Einzelelektronenzählung statt. Abhängig von der untersuchten Probe lassen sich so pro Reflex Zählraten von ein bis zwei Millionen Elektronen pro Sekunde realisieren. Jeder der vier verwendeten LEED-Reflexe liefert, wie in der Abbildung 3.7 gezeigt wird, ein entsprechendes Abbild der Probe, das sowohl Topographie- als auch Spininformationen enthält. Aus Symmetriegründen mittelt die Summe über alle vier Bilder bzw. Kanäle die magnetischen Informationen heraus, sodass ein typisches Sekun-

⁵Da die elektrostatischen Linsen des Spindetektors durch eine geerdete Elektrode von außen abgeschirmt werden [200], liegt am Probenort ein abgeschwächtes Streufeld vor.

därelektronenbild entsteht. Die magnetischen Informationen lassen sich aus der Asymmetrie, eine auf die Summe normierte Differenz, zweier gegenüberliegender LEED-Reflexe extrahieren:

$$A_x = \frac{N_{\downarrow} - N_{\uparrow}}{N_{\downarrow} + N_{\uparrow}} \quad A_y = \frac{N_{\rightarrow} - N_{\leftarrow}}{N_{\rightarrow} + N_{\leftarrow}} \quad (3.7)$$

Auf diese Weise werden stets zwei Komponenten der Magnetisierung simultan aufgezeichnet. Die Streuung von Elektronen kann über die Spin-Bahn-Wechselwirkung nur auf die beiden Spinkomponenten sensitiv sein, die parallel zu der W(001)-Oberfläche liegen. Da das genutzte SEMPA-Instrument für eine Probenausrichtung parallel zu dem W(001)-Einkristall optimiert und designt wurde [199, 200], wird typischerweise die Magnetisierung in der Filmebene aufgezeichnet. Beide Komponenten der Magnetisierung lassen sich dann, wie in der Abbildung 3.7 gezeigt wird, über eine Farbkodierung zu einer Graphik zusammenfassen. Tiefergehende Information zum Aufbau und zur Funktionsweise des ver-

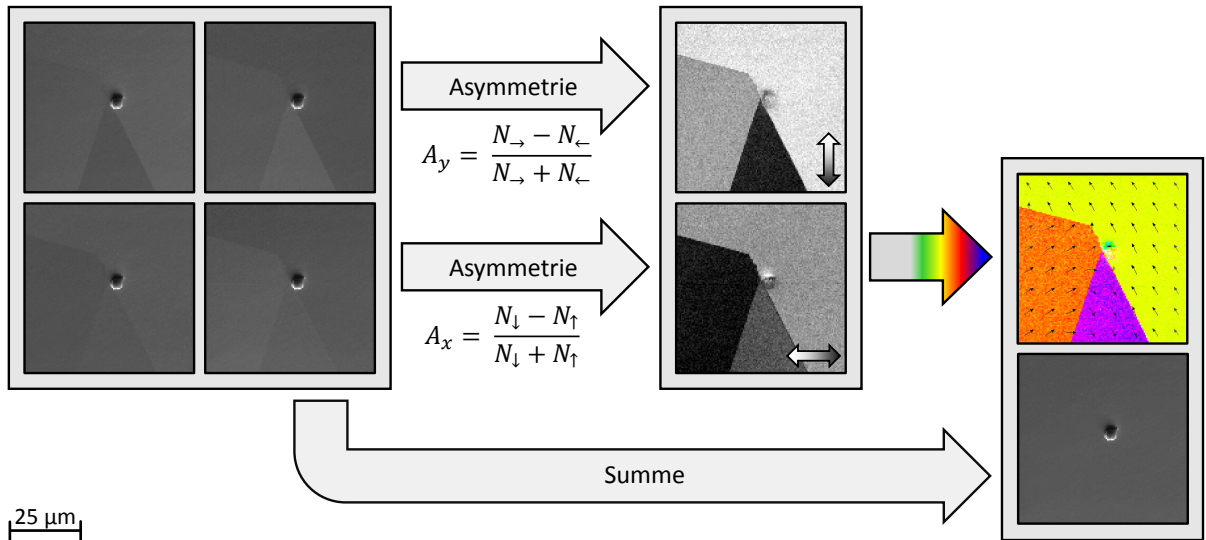


Abbildung 3.7: SEMPA-Aufnahme der Magnetisierung eines Eisenwiskers. Die Rohdaten der vier (2,0)-Reflexe (links oben) enthalten sowohl Information über die Topographie als auch über die Magnetisierung einer Probe. Aus Symmetriegründen mittelt die Summe über alle vier Bilder die magnetischen Informationen heraus, sodass ein typisches Sekundärelektronenbild entsteht (rechts unten). Die beiden Komponenten der Magnetisierung in der Filmebene lassen sich aus der Asymmetrie, eine auf die Summe normierte Differenz (siehe Formel), zweier gegenüberliegender LEED-Reflexe gewinnen. Über eine Farbkodierung lassen sich beide Komponenten in einem Falschfarbbild zusammenfassen. Daten und Graphik abgeändert aus [264].

wendeten Spindetektors sind in [200] zu finden. Auf [265] sei bezüglich der Reinigung der W(001)-Oberfläche durch Elektronenstoßheizung verwiesen.

3.4 Aufnahme der senkrechten Magnetisierungskomponente

Da das verwendete SEMPA-Instrument für die Detektion beider Magnetisierungskomponenten in der Probenebene designt und optimiert wurde, soll an dieser Stelle auf die Frage eingegangen werden, inwiefern sich das Instrument auch für die Abbildung der senkrechten Magnetisierungskomponente eignet. Diese Komponente ist beispielsweise von Interesse, um einen festen Rotationssinn der Magnetisierung, wie er durch die DMI gemäß Gleichung 2.21 energetisch begünstigt wird, zu bestimmen.

Die LEED-Streuung in dem Spindetektor ist auf die Magnetisierungskomponenten, die parallel zu der W(001)-Oberfläche liegen, sensitiv. Entsprechend wird die senkrechte Magnetisierungskomponente abgebildet, wenn die Probe wie in der nebenstehenden Abbildung 3.8 gegenüber der W(001)-Oberfläche um 90° verkippt ist.

Der Primärelektronenstrahl (in blau angedeutet) trifft dann unter einem Winkel von 26° auf die Probenoberfläche. Die Sekundärelektronen (in rot angedeutet) werden über angepasste Linsenpotentiale des Spindetektors eingefangen und auf den W(001)-Kristall gelenkt. Ersichtlich ist, dass sich konzeptionell auf diese Weise die senkrechte Magnetisierungskomponente und die Magnetisierungskomponente, die in der Abbildung 3.8 senkrecht zu der Papierebene deutet, simultan aufzeichnen lassen. Der verwendete Aufbau wurde jedoch a priori nicht für diesen Gebrauch konstruiert, sodass sich folglich die Frage stellt, wie effektiv sich die senkrechte Komponente der Magnetisierung abbilden lässt.

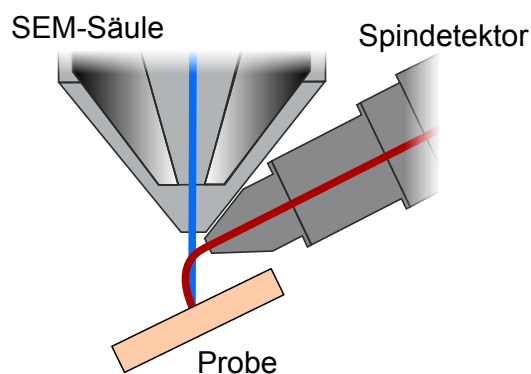


Abbildung 3.8: Schematisch skizzierte Aufnahme der senkrechten Magnetisierungskomponente mit dem vorhandenen SEMPA-Aufbau.

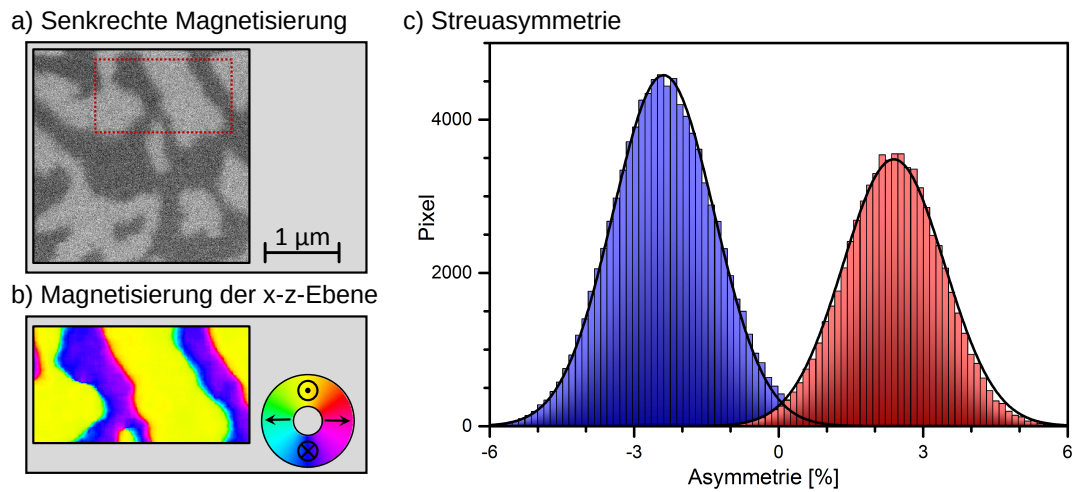


Abbildung 3.9: Aufnahme einer senkrechten Magnetisierung in 7 ML Kobalt auf einer Pt(111)-Oberfläche. Teilabbildung a) gibt die aufgezeichnete senkrechte Komponente der Magnetisierung wieder. Der hervorgehobene Ausschnitt markiert den Bereich, den die Teilabbildung b) als ein Falschfarbbild in vergrößerter Form darstellt. Gezeigt wird die Magnetisierung der x-z-Ebene entsprechend der Farbkodierung des angegebenen Farbkreises. Die Teilabbildung c) gibt die Streuasymmetrie aus Teilabbildung a) in einem Histogramm wieder. Die roten bzw. blauen Balken korrespondieren dabei mit den in Abbildung a) hellen bzw. dunklen Domänen.

In der Abbildung 3.9a) wird die senkrechte Komponente der Magnetisierung, die mittels der diskutierten Probenverkipfung in 7 ML Kobalt auf einer Pt(111)-Oberfläche aufgezeichnet wurde, wiedergegeben. Die Komponente der Magnetisierung in der Filmebene, die in der Abbildung 3.8 senkrecht zu der Papierebene steht, wird selbstverständlich weiterhin aufgezeichnet, sodass beide in einem Falschfarbbild zusammengefasst angezeigt werden können. Der in der Teilabbildung 3.9a) hervorgehobene Ausschnitt wird unten in der Teilabbildung 3.9b) als ein solches Falschfarbbild in vergrößerter Form dargestellt. Die Farbkodierung lässt sich dem abgebildeten Farbkreis entnehmen und bringt zum Vorschein, dass der Rotationssinn der Magnetisierung in Co/Pt(111) gegen den Uhrzeigersinn (anticlockwise) verläuft. Die Teilabbildung 3.9c) gibt die Streuasymmetrie aus Teilabbildung 3.9a) in einem Histogramm wieder. Die roten bzw. blauen Balken korrespondieren dabei mit den in Abbildung 3.9a) hellen bzw. dunklen Domänen, deren Magnetisierung nach oben bzw. nach unten deutet. Aus dem Histogramm lässt sich für die unterschiedlichen Domänen eine mittlere Asymmetrie von $A = \pm (2,39 \pm 0,01)$ bestimmen, die etwas geringer ist als die Asymmetrie einer 10 ML dicken Kobaltschicht mit einer Magnetisierung in der Filmebene von 3,2% (vgl. Kapitel 6.4.2). Leider kann nicht genau beziffert

werden, ob die Asymmetrie wegen der dünneren Schichtdicke zuvor um rund 25% geringer ausfällt oder ob dies durch die veränderte Geometrie⁶ zustande kommt. Es lässt sich jedoch festhalten, dass das Messsignal im Wesentlichen erhalten bleibt bzw. nur geringfügig reduziert wird.

Nicht in dem Bild zu erkennen ist, dass die Zählrate der Sekundärelektronen mit $1,3 \cdot 10^5/\text{s}$ pro Kanal rund eine Größenordnung geringer ist als für Einstellungen, in denen die Probenormale dem Spindetektor zugewandt ist. Es lässt sich damit eine deutlich geringere Transmission des Detektors bei vergleichbarer Asymmetrie zur Komponente in der Filmebene beobachten. Unklar ist dabei, ob schlicht weniger Elektronen in den Spindetektor gelangen oder ob die Sekundärelektronen durch eine breitere transversale Geschwindigkeitsverteilung entsprechend an der Winkelakzeptanz des Detektors stärker gefiltert werden. Obgleich dieser Zusammenhang nicht weiter quantitativ untersucht wurde, ist offensichtlich, dass mit einem Zehntel der Zählrate auch die zehnfache Messzeit benötigt wird, um ein Bild gleicher Qualität aufzuzeichnen.

An dieser Stelle lässt sich festhalten, dass die Aufnahme der senkrechten Magnetisierungs-komponente mit dem verwendeten Aufbau möglich ist. Diese Aufnahme ist allerdings mit einer erheblich längeren Messzeit verbunden. Alternativ lässt sich durch ein nur leichtes Verkippen der Probe $\approx 10^\circ$ sicherstellen, dass die Zählrate der Sekundärelektronen weiter hinreichend hoch bleibt und die senkrechte Komponente als zusätzlicher Kontrast in einer der Komponenten in der Filmebene sichtbar wird. Dies ermöglicht es alle drei Komponenten der Magnetisierung zu extrahieren und wird weiter in Kapitel 6 genutzt, um das Vorzeichen der DMI von Co/Pt(111) und Co/Ir(111) eindeutig zu bestimmen.

⁶Die eingestellten Detektorpotentiale variieren von den Standardeinstellungen für das Abbilden einer Magnetisierung in der Filmebene. Die Potentiale wurden iterativ optimiert, sodass die maximale Zählrate resultiert. Das Potential des W(001)-Kristalls wird jedoch nicht gegenüber dem Wert von 102,5 eV verändert. Die optimale Sensitivität stellt der verwendete Detektor für eine leicht höhere Elektronenenergie von 104,5 eV bereit [200]. Das Kristallpotential von 102,5 eV wird mit Hinblick auf die Energieverteilung der Sekundärelektronen leicht niedriger gewählt. Da die Sekundärelektronen jedoch am häufigsten normal zu der Oberfläche emittiert werden [210], ist es durchaus möglich, dass ein leicht höherer Wert für die Abbildung der senkrechten Komponente günstiger ist.

3.5 Magnetische Bildgebung an *ex situ* hergestellten Schichtsystemen

Ferromagnetische Lagen in technologisch relevanten Schichtsystem müssen mit einer zusätzlichen Deckschicht vor der Oxidation bewahrt werden. Schichtsysteme, die *ex situ* hergestellt werden, würden bei einem Proben transfer ansonsten durch den Luftsauerstoff oxidieren und zumindest die erste magnetische Schicht würde dadurch unbrauchbar. Obwohl Schichtdicken von nur wenigen Nanometern Verwendung finden, ist hiermit bereits ein erheblicher Signalverlust für eine sehr oberflächensensitive Technik wie der SEMPA verbunden.

Die Informationstiefe in ferromagnetischen Materialien liegt aufgrund des Spinfiltereffekts bei rund 0,5 nm [233]. In nicht ferromagnetischen Abdeckungen kommt es bezeichnenderweise nicht zu einem Spinfiltereffekt (abgesehen von Proximity-Effekten [266, 267]), sodass in dem Fall die Informationstiefe des aufgezeichneten Signals der mittleren Weglänge der Sekundärelektronen von 0,5 – 1,5 nm [213, 214] entsprechen sollte. Bisher nicht tiefergehend untersucht wurde, inwiefern gerade in Abdeckung aus einem Material mit einer starken Spinbahnwechselwirkung wie Platin diese Spinbahnwechselwirkung einen zusätzlichen Einfluss nimmt und daher Unterschiede zwischen zur Filmebene senkrechter und paralleler Magnetisierungskomponente bestehen.

Für die senkrechte Magnetisierungskomponente wird experimentell mit einer Deckschicht aus Platin eine Abschwächungslänge des magnetischen Signals von $(0,7 \pm 0,1)$ nm bestimmt [35]. Eine Schichtabdeckung mit 3 nm Platin ist folglich bereits mit einem Signalverlust von 99% verbunden und verhindert die magnetische Bildgebung mittels SEMPA. In diesem Abschnitt sollen Möglichkeiten diskutiert werden, magnetische Domänen in solch technologisch relevanten Schichtsystemen abzubilden. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnte bereits zu einer Publikation [35]:

S. Kuhrau, F. Kloodt-Twesten et al., Appl. Phys. Lett. **113**, 172403 (2018).

beigetragen werden. Gezeigt wurde, dass die direkte magnetische Bildgebung von Domänen in einem gesputterten Pt/Co/Ir-Schichtsystem möglich ist, dabei jedoch ein Kompromiss in der Platinschichtdicke eingegangen werden muss. Auf der einen Seite schwächt

eine Platindeckschicht das magnetische Signal der darunterliegenden Kobaltschicht exponentiell mit einer Zerfallslänge von $(0,7 \pm 0,1)$ nm ab [35]. Auf der anderen Seite führt eine zu dünne Deckschicht zu der Oxidation der Kobaltschicht und somit letztlich ebenfalls zu einem Signalverlust. Beobachtet wurde, dass oberhalb von 1,1 nm Platin eine geschlossene Deckschicht hergestellt werden konnte und keine Oxidation mehr stattfindet. Der magnetische Kontrast (die Asymmetrie der Spinstreuung) beträgt dann immerhin noch 20% und ermöglicht damit eine hochauflösende Bildgebung der Magnetisierung in *ex situ* hergestellten Schichtsystemen.

Um den Signalverlust zu kompensieren, ist allerdings eine 25-fache Messzeit erforderlich⁷. Aufnahmen der Magnetisierung, die zuvor 5 – 10 min benötigt haben [200], entsprechen folglich mit der Deckschicht 2 – 4 h. Solch lange Messzeiten pro Bild sind zwar ohne Weiteres möglich [268, 269], doch experimentell mit deutlichen Einschränkungen verbunden.

Im Folgenden werden zwei Alternativen diskutiert, die im SEMPA auch für *ex situ* hergestellte Schichtsysteme kürzere Messzeiten ermöglichen. Zum einen können durch das Aufbringen einer dünnen ferromagnetischen Schicht die Streufelder der darunterliegenden Kobaltschichten aufgezeichnet werden. Dies erlaubt die Rekonstruktion der Magnetisierung aus vorhandenen magnetischen Ladungen. Zum anderen besteht die Möglichkeit, durch Argonbeschuss die Deckschicht unmittelbar vor der magnetischen Bildgebung zu entfernen und so eine ferromagnetische Lage freizulegen. Der Nachteil dieser beiden Ansätze ist, dass stets sichergestellt werden muss, dass keine Veränderung der magnetischen Eigenschaften einer Probe entstanden sind.

⁷Die Qualität einer SEMPA-Aufnahme hängt quadratisch von der Asymmetrie, doch linear von der Anzahl der detektierten Elektronen ab [200]. Ein 5-fach geringeres Signal kann daher mit der 25-fachen Messzeit kompensiert werden.

3.5.1 Abbildung von Streufeldern mittels SEMPA

Da SEMPA sensitiv auf die Spinpolarisation von Sekundärelektronen ist, ermöglicht sie eine direkte Abbildung der Magnetisierung einer Probe. Magnetische Felder können a priori jedoch nicht aufgezeichnet werden. Das In-situ-Auflegen einer dünnen ferromagnetischen Schicht eröffnet dennoch die Möglichkeit, probennahe Magnetfelder sichtbar zu machen [270]. Wie im Folgenden diskutiert wird, lässt sich dies nutzen, um so bspw. Domänen einer *ex situ* hergestellten Probe durch eine Deckschicht hindurch abzubilden. Die gewonnenen Erkenntnisse konnten bereits in eine Publikation einfließen.

Scanning electron microscopy with polarization analysis for multilayered chiral spin textures

Juriaan Lucassen, Fabian Kloodt-Twesten, Robert Frömter, Hans Peter Oepen, Rembert A. Duine, Henk J. M. Swagten, Bert Koopmans, Reinoud Lavrijsen
Appl. Phys. Lett. **111**, 132403 (2017).

Hauptautor dieser Veröffentlichung ist Juriaan Lucassen vom „Department of Applied Physics“ in Eindhoven, der federführend die Anfertigung des Manuskripts, die Probenherstellung sowie die Auswertung der Daten übernommen hatte. Die eigentlichen SEMPA-Messungen wurden in Hamburg von Fabian Kloodt-Twesten (Autor dieser Arbeit) und Juriaan Lucassen durchgeführt, analysiert und diskutiert. Fabian Kloodt-Twesten war dabei für das Experiment verantwortlich. Alle Autoren haben sich bei der Diskussion der Ergebnisse und des Manuskripts eingebracht. Im Folgenden wird nicht die maßgeblich von Juriaan Lucassen verfasste Publikation wiedergegeben. Diese ist jedoch im Anhang zu finden. Anstelle dessen werden nur zwei für die vorliegende Arbeit relevante Aspekte diskutiert. Die hier gezeigten Daten wurden von Fabian Kloodt-Twesten aufgenommen und analysiert.

Die SEMPA-Technik basiert auf der Detektion der Spinpolarisation von Sekundärelektronen und bietet daher a priori nicht die Möglichkeit, Streufelder abzubilden. Dies wird jedoch durch das Aufbringen einer dünnen ferromagnetischen Schicht möglich, deren Magnetisierung als

eine Art Sonde fungieren kann. Das Prinzip dahinter verdeutlicht die Abbildung 3.10. Auf einem Ir/Co/Pt-Schichtsystem⁸, das mit einer 10 nm Deckschicht aus Platin geschützt wird, wird eine 1,5 nm dicke Eischicht *in situ* durch thermisches Verdampfen aufgebracht. Die senkrechte Magnetisierung des Ir/Co/Pt-Schichtsystems ist mit Oberflächenladungen verbunden und ruft entsprechend Streufelder hervor. Die aufgebraachte Fe-Schicht, deren Magnetisierung in der Filmebene orientiert ist, besitzt die Möglichkeit, diese Streufelder zu reduzieren, indem sie den magnetischen Fluss schließt. Die zugrundeliegende Wechselwirkung ist an dieser Stelle daher die dipolare Wechselwirkung, sodass sich das vorgestellte Konzept von der etablierten Kontrastverstärkung mittels einer ferromagnetischen Schicht [270–274], die über die Austauschwechselwirkung koppelt, deutlich unterscheidet.

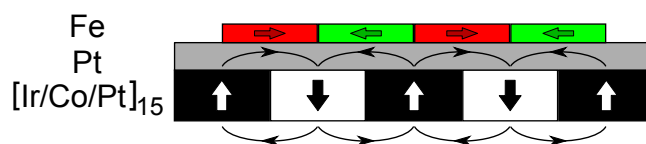


Abbildung 3.10: Prinzip der Aufnahme magnetischer Streufelder. Streufelder des Ir/Co/Pt-Schichtsystems richten die Magnetisierung in einem dünnen Eisenfilm aus und erzeugen damit magnetische Volumenladungen.

Die oberen drei Bilder in der Abbildung 3.11 enthalten die Rohdaten einer SEMPA-Messung. Beide Komponenten der Magnetisierung in der Filmebene wurden gleichzeitig aufgenommen und können daher direkt zu der darunter abgebildeten vektoriellen Abbildung zusammengesetzt werden. Die Orientierung der Magnetisierung wurde dabei wieder entsprechend dem gezeigten Farbkreis farbkodiert. Wie der vergrößerte Bereich verdeutlicht, ist die Magnetisierung benachbarter Domänen einander entgegen gerichtet und erzeugt so magnetische Volumenladungen bzw. Divergenzen. Auf der rechten Seite ist zusätzlich die Häufigkeitsverteilung der Asymmetrie dargestellt. Der homogene Ring mit einem Durchmesser von etwa 5% weist nach, dass die Magnetisierung gleichmäßig in der Filmebene verteilt ist und damit keine Vorzugsrichtung der Magnetisierung in der Filmebene besteht. Ohne das Ir/Co/Pt-System, das sich unter der Fe-Schicht befindet, kann

⁸Betrachtet wird ein Pt_{10 nm}/ [Ir_{1 nm}/Co_{1 nm}/Pt_{1 nm}]₁₅/Pt_{1 nm}/Ta_{4 nm}//-Schichtsystem, das durch Sputterdeposition auf einem Siliziumwafer mit einer natürlichen Oxidschicht aufgebracht wurde.

diese Fe-Schicht ihre Streufeldenergie minimieren, indem sie Volumenladungen vermeidet. Mit dem Ir/Co/Pt-System darunter ist es jedoch günstiger, mit Volumenladungen in der Fe-Schicht die Oberflächenladungen des Ir/Co/Pt-Schichtsystems zu kompensieren. Gemäß dem Helmholtz-Theorem lässt sich jedes Vektorfeld in einen Divergenz- und einen Rotationsanteil zerlegen. Beide werden unten in der Abbildung 3.11 wiedergegeben. Der Divergenzanteil spiegelt die Volumenladungen in der Eisschicht wieder, die quantitativ ein Maß für die Oberflächenladungen der darunterliegenden Schicht sind. Positive Oberflächenladungen sind mit einer Magnetisierung, die aus der Filmebene zum Betrachter zeigt (vgl. Abschnitt 2.1.2), verbunden, negative Oberflächenladungen mit einer Magnetisierung, die in die Papierebene hineinzeigt. Eine Binarisierung der Divergenz mit dem Schwellenwert Null liefert damit näherungsweise die z-Komponente der Magnetisierung des Ir/Co/Pt-Schichtsystems (rechts unten in Abbildung 3.11).

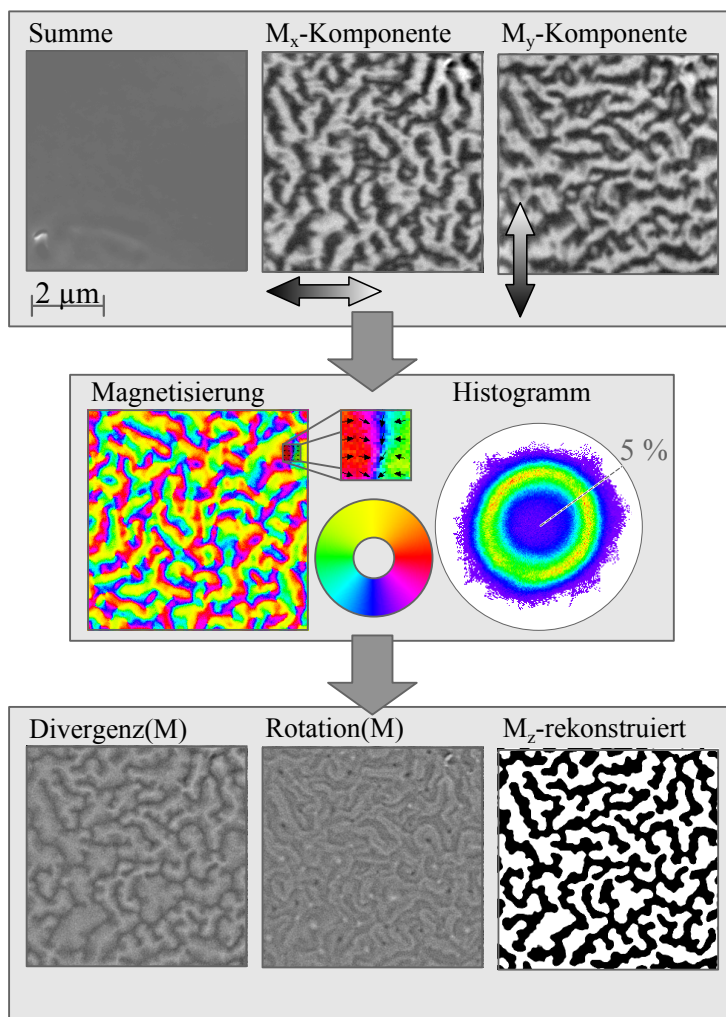


Abbildung 3.11: Aufnahme magnetischer Streufelder mittels einer dünnen Eisschicht. Divergenzen in der Magnetisierung der Eisschicht entstehen durch Streufelder des darunterliegenden Ir/Co/Pt-Multilagensystems. Dies bietet die Möglichkeit, die senkrechte Magnetisierung der Kobaltlagen zu rekonstruieren.

Auch die Rotationskomponente der Magnetisierung verschwindet nicht. Sie enthält helle und dunkle Punkte, die magnetischen Vortizes in der Magnetisierung mit verschiedenem Umlaufsinn entsprechen. Dem überlagert lässt sich ein Domänenmuster erkennen, dass sich an dem Divergenzmuster orientiert und von diesem nicht unabhängig zu sein scheint. Dieses Muster lässt sich durch einen Blick auf das farbkodierte Bild verstehen: In vielen Bereichen ist die Magnetisierung einzelner Domänen einander entgegen gerichtet und erzeugt so magnetische Volumenladungen bzw. Divergenzen. Die Rotation von einer Domäne zur anderen erfolgt jedoch über eine Néelwand, die einen Rotationsbeitrag liefert.

Das aufgezeichnete Domänenmuster sowie die Größenverteilung der Domänen stimmen mit MFM-Daten⁹ überein. Auch liefern SEMPA-Messungen an derselben Probe, nachdem die oberen paramagnetischen Lagen durch Sputtern entfernt wurden, ein vergleichbares Domänenmuster (siehe Abschnitt 3.5.2). Dies demonstriert, dass mittels einer dünnen ferromagnetischen Schicht Streufelder im SEMPA detektiert werden können. Diese Streufelder lassen sich beispielsweise nutzen, um das Domänenmuster eines Ir/Co/Pt-Schichtsystems aufzuzeichnen, das ansonsten im SEMPA aufgrund der Abdeckung nicht beobachtbar wäre¹⁰. Durch die ferromagnetische Abdeckung können daher probennahe Streufelder auch im SEMPA abgebildet werden, sodass Aufnahmen ähnlich zu denen eines MFMs möglich sind.

Kritisch zu betrachten ist, dass die zusätzliche Eisenschicht die Magnetisierung der Kobaltschichten beeinflussen kann, da sie durch das Schließen des magnetischen Flusses die Streufeldenergie reduziert. Dies begünstigt allgemein größere Domänen. Ein solcher Effekt müsste durch Variation der Fe-Schichtdicke sichtbar werden. Zumindest bis zu der maximal aufgetragenen Schichtdicke von 5 nm Eisen bleibt das Domänenmuster jedoch exakt gleich, was in dem Supplemental Material des Artikels [34] untersucht wird und an dieser Stelle nicht weiter ausgeführt werden soll. Die Tatsache, dass das System durch das Aufbringen einer zusätzlichen Eisenschicht sein Domänenmuster nicht verändert und in

⁹MFM steht für Magnetkraftmikroskopie (engl. magnetic force microscopy). Eine Gegenüberstellung zwischen SEMPA- und MFM-Messungen ist in der Publikation im Anhang A.3 zu finden.

¹⁰Auf der oberen Co-Schicht befinden sich 1 nm Iridium und 10 nm Platin. Die Zerfallslänge des Sekundärelektronenspins in einer Pt-Abdeckung liegt für die im SEMPA relevanten Energien bei $(0,72 \pm 0,07)$ nm [35]. Durch die Platinschicht allein folgt daher bereits eine Signalabschwächung um den Faktor $1 \cdot 10^{-6}$, der eine Bildgebung unmöglich macht.

seinen direkten Grundzustand relaxiert, ist auf strukturelle Defekte (Pinning¹¹) zurückzuführen. Obgleich für die untersuchte Probe der Einfluss der Eisenschicht vernachlässigbar ist, lässt sich vermuten, dass bei weniger Schichtwiederholungen oder auch bei schwächerem Pinning dieser Effekt auftreten kann. Eine möglichst dünne ferromagnetische Schicht ist daher sinnvoll. Die hier betrachtete Schichtdicke von 1,5 nm wurde mit Hinblick auf die Tatsache, dass die Informationstiefe von Eisen bei 0,6 nm liegt, gewählt, da für signifikant dünnere Schichtdicken ein schlechteres Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu erwarten ist.

3.5.2 Aufnahme der Magnetisierung eines Schichtsystems nach Argonbeschuss

Ein gängiges Vorgehen, um mit oberflächensensitiven Techniken die Magnetisierung in einem Schichtsystem direkt abbilden zu können, ist das *in situ* Abtragen der Deckschicht durch einen Beschuss mit Argonionen (Sputtern). Dies ermöglichte beispielsweise Unguris *et al.* [275, 276] in einem [Co(6 nm)/Cu(6 nm)]-Multilagensystem die Magnetisierung einzelner Kobaltlagen nacheinander freizulegen und mittels SEMPA abzubilden. Die Magnetisierung der einzelnen Kobaltschichten war dabei in der Filmebene orientiert und wurde durch das Sputtern nicht verändert. Dies lässt sich jedoch nicht auf Multilagensysteme mit einer senkrechten Magnetisierung und folglich signifikant dünneren Kobaltschichten, übertragen.

Neben dem Entfernen der Deckschicht setzt durch den Aufprall von Argonionen eine Materialdurchmischung ein und zerstört die senkrechte Anisotropie der ferromagnetischen Lagen [277–281]. Ebenso verringert die Materialdurchmischung aber auch den ferromagnetischen Austausch und kann letztlich in einer paramagnetischen Phase resultieren [280]. Da die beiden unerwünschten Effekte mit geringeren Energien der Ar-Ionen auch geringer werden [280, 281], sollte eine Deckschicht mit möglichst geringen Energien entfernt werden [275, 276, 280, 281].

¹¹Durch strukturelle Unregelmäßigkeiten in einer Probe, die sich bspw. durch eine Körnung ergeben, finden magnetische Quasiteilchen wie Vortizes, Antivortizes, Skyrmionen und insbesondere Domänenwände eine räumlich inhomogene Potenziallandschaft vor. Es kommt damit zu einem Feststecken dieser Teilchen in energetischen Minima, dem „Pinning“.

In der vorliegenden Arbeit wird die Deckschicht eines Pt/Co/Ir-Multilagensystem¹² mittels der KDC10-Ionenquelle durch Argonatome einer kinetischen Energie von 150 eV entfernt. Dazu werden beschleunigte Argonionen vor dem Auftreffen auf der Probe neutralisiert, sodass trotz hoher Abtragsraten keine Aufladungseffekte auftreten. Obgleich die kinetische Energie von 150 eV vergleichsweise gering ist, findet offenbar eine Materialdurchmischung statt, die sich in einem schwachen magnetischen Kontrast äußert. Die Abbildung des senkrechten Domänenmusters in guter Qualität (vgl. Abbildung 3.12) wird erst möglich, nachdem auf die Probe 1,5 nm Kobalt *in situ* aufgetragen wird. Im Gegensatz zu

der zuvor verwendeten Eisenschicht, die sich nach den Streufeldern der darunterliegenden Kobaltschichten ausrichtet, hat diese Kobaltschicht direkten Kontakt mit der obersten magnetischen Lage des Schichtsystems und basiert auf der etablierten „Dekorationstechnik“ [221, 273, 282–285]. Obwohl der Mechanismus hinter dieser Technik bisher nicht systematisch untersucht wurde [221], kann von einer ferromagnetischen Kopplung zwischen der zusätzlichen Kobaltschicht mit den darunterliegenden ferromagnetischen Lagen ausgegangen werden. Die zusätzliche Schicht erhöht das magnetische Signal im SEMPA signifikant, sodass eine vektorielle Abbildung der Magnetisierung, wie sie exemplarisch in der Abbildung 3.12 dargestellt wird, angefertigt werden kann.

Links in der Abbildung 3.12 sind senkrechte Domänen zu erkennen, die sich durch eine Verkipfung der Probe gegenüber dem W(001)-Kristall (vgl. Abschnitt 3.4) abbilden lassen. Auf der rechten Seite der Abbildung 3.12 wird die Magnetisierung in der Filmebene, die ohne eine Probenverkipfung aufgezeichnet wird, entsprechend dem nebenstehenden

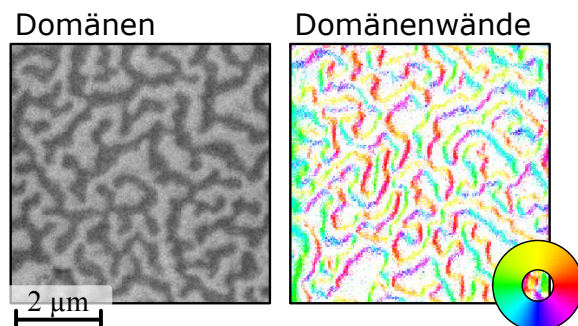


Abbildung 3.12: SEMPA-Aufnahmen der Magnetisierung eines Pt/Co/Ir-Multilagensystems¹², das mit einer dünnen Kobaltlage bedeckt ist. Durch eine Verkipfung der Probe lassen sich in der linken Abbildung Domänen erkennen, deren Magnetisierung senkrecht zu der Filmebene steht. Ohne Verkipfung (rechts) kann die Magnetisierung innerhalb der Filmebene vektoriell aufgelöst und entsprechend dem gezeigten Farbkreis kodiert werden. Beide Bilder zeigen nicht denselben Ausschnitt einer Probe.

¹²Ein Pt_{2 nm}/ [Pt_{1 nm}/Co_{1,2 nm}/Ir_{1 nm}]₂₅/Pt_{2 nm}/Ta_{4 nm}//-Schichtsystem, das durch Sputterdeposition auf Siliziumwafer mit einer natürlichen Oxidschicht aufgebracht wurde.

Farbkreis farbkodiert dargestellt. Da beide Bilder nacheinander aufgenommen wurden und zwischen den Aufnahmen die Probe verkippt werden musste, konnte hier nicht derselbe Ausschnitt einer Probe aufgenommen werden.

Abschließend lässt sich feststellen, dass das *in situ* Abtragen einer Deckschicht die Möglichkeit bietet, die Magnetisierung eines Schichtsystems direkt und effektiv abzubilden. Leider gelang es jedoch nicht, ohne eine Dekorationsschicht auszukommen, da das magnetische Signal unter den verwendeten Parametern ansonsten sehr gering ausfällt. Nachteil dieses Vorgehens ist, dass sowohl das Sputtern als auch die Dekorationsschicht die Magnetisierung verändern können, was bei jeder Anwendung erneut überprüft werden muss.

3.6 SEMPA im Vergleich mit anderen Techniken

Nachdem zuvor das Funktionsprinzip und die Möglichkeiten der SEMPA ausführlich diskutiert worden sind, werden nun Vor- und Nachteile der SEMPA im Vergleich mit anderen etablierten magnetischen Abbildungstechniken herausgestellt. Ziel ist es, einen umfassenden Überblick über Anwendungen, für die die SEMPA sich besonders eignet, zu schaffen und ebenso auszumachen, in welchen Fällen andere Abbildungstechniken vorteilhafter sind. Ein ausführlicher Vergleich zwischen den etablierten Abbildungstechniken übersteigt den Rahmen der vorliegenden Arbeit und es sei für diesen Zweck auf weiterführende Literatur [57, 286–289] verwiesen.

In der Tabelle 3.1 wird eine Auswahl häufig verwendeter Techniken hinsichtlich des zugrundeliegenden Effektes, der Bildaufnahme (Vollfeld- oder Rasterverfahren), der Tiefeninformation und der lateralen sowie zeitlichen Auflösung gegenübergestellt. In einer ersten Unterteilung lassen sich die Verfahren in optische Techniken, Röntgentechniken, Elektronenmikroskopie und Rastersondentechniken eingliedern. Die optischen Techniken sind im Regelfall in ihrer lateralen Auflösung durch die Wellenlänge des verwendeten Lichtes sowie die numerische Apertur limitiert (Abbe-Limit [290]). Hierzu zählt zum Beispiel die häufig genutzte Kerr-Mikroskopie [291–293] als Vollfeldverfahren, die auf dem magneto-optischen Kerr-Effekt (MOKE) [294–297] basiert und typischerweise eine laterale Auflösung von 300 nm [298] ermöglicht. Für sie gilt, wie auch für die Raster-Kerr-Mikroskopie (SKM) [299] oder die nicht der Tabelle 3.1 aufgeführte Faraday- [289, 300–303] und Voigt-

Mikroskopie [289, 304], dass diese Techniken sich vergleichsweise leicht anwenden lassen und weder leitfähige Proben noch ein Vakuum erfordern. Durch eine gepulste Laseranregung können des Weiteren z.B. in einem Raster-Kerr-Mikroskop sehr hohe zeitliche Auflösungen im Femtosekundenbereich realisiert werden [305–308].

Ebenso lässt sich auch das Photoemissionselektronenmikroskop (PEEM) mit einem gepulsten Laser betreiben (Laser-PEEM), das wegen des magnetischen Zirkulardichroismus (MCD) eine von der Magnetisierung abhängige Elektronenemission detektieren kann. Da das PEEM ein Vollfeldverfahren ist, in dem die Auflösung durch die verwendete Elektronenoptik sowie auftretende Raumladungen bestimmt wird, konnte mit einem aberrationskorrigierten Laser-PEEM bereits eine deutlich bessere Auflösung von 10 nm [309] realisiert werden.

Eine Alternative zu der Anregung mit Licht in der Nähe des sichtbaren Spektrums stellt die Verwendung von Röntgenphotonen eines Speicherringes oder gar eines Freielektronen-Lasers dar. Als Kontrastmechanismus fungiert dann der zirkuläre magnetische Röntgendichroismus (XMCD). Dank der deutlich kürzeren Wellenlängen erreichen das magnetische Röntgentransmissionsmikroskop (englisch: Magnetic Transmission X-Ray Microscope, MTXM), das Rasterröntgentransmissionsmikroskop (englisch: Scanning Transmission X-Ray Microscope, STXM) und das röntgenholographische Mikroskop (englisch: X-Ray Holographic Microscope, XHM) eine laterale Auflösung von 12 nm [311–314, 316]. Hiervon zu unterscheiden ist wieder das Auflösungsvermögen in einem X-PEEM, das wieder durch die Elektronenoptik bzw. die auftretenden Raumladungen definiert wird. Die zeitliche Auflösung von X-PEEM, MTXM, STXM und XHM wird im Wesentlichen von den Möglichkeiten der verwendeten Röntgenquelle bestimmt [313, 328–331]. Obgleich die Pulsdauer moderner Speicherringe bei 2 – 3 ps liegen kann [330, 332], werden an einem Synchrotron typischerweise zeitliche Auflösungen von rund 15 ps [330] bestimmt. Ursache ist ein elektronisches Taktzittern (jitter) des Synchronisierungssignals zwischen Speicherring und Signalgenerator [129, 330, 333], das damit die resultierende Zeitauflösung vorgibt. Freielektronen-Laser wie FLASH in Hamburg und LCLS in Stanford können mit einer Pulsdauer von 8 fs bzw. 1 – 3 fs [334] für diese Experimente perspektivisch eine deutlich verbesserte Zeitauflösung bereitstellen. Ein gewichtiger Nachteil aller Röntgentechniken ist, dass sie notwendigerweise an eine entsprechende Röntgenquelle gebunden sind und

Technik	zugrundelieg. Effekt	Vollfeld/ Rasternd	Tiefen- information	laterale Auflösung	zeitliche Auflösung
optische Techniken					
Kerr- Mikroskopie	MOKE		 $< 20 \text{ nm}$ [57]	300 nm [298]	100 fs [305–307]
Laser- PEEM	MCD		 $< 5 \text{ nm}$ [287]	10 nm [309]	40 fs [310]
Röntgentechniken					
MTXM/ STXM	XMCD		 $< 200 \text{ nm}$ [287]	12 nm [311–314]	15 ps - fs★
X-PEEM			 $< 5 \text{ nm}$ [287]	18 nm [315]	15 ps - fs★
XHM			 $< 500 \text{ nm}$	12 nm [316]	15 ps - fs★
Elektronenmikroskopie					
SEMPA	spinabhängige Streuung		 $0,5 \text{ nm}$ [232, 233]	3 nm [233]	?
Lorentz- Mikroskopie	Lorentz- Kraft		 $< 150 \text{ nm}$ [286]	2-20 nm [317]	700 fs [318]
SPLEEM	spinabhängige Streuung		 $< 1 \text{ nm}$ [287]	10 nm [319]	
Elektronen- holographie	Elektronen- interferenz		 $< 100 \text{ nm}$	2 nm [286]	50 μs [320, 321]
Rastersondentechniken					
MFM	Streufeld		 $< 2 \mu\text{m}$ [287]	$< 20 \text{ nm}$ [322, 323]	
SPSTM	spinabhäng. Tunneln		 $< 0,2 \text{ nm}$ [287]	atomar	100 ps [324–326]
MExFM	Austausch- wechselwirkung		 $< 0,2 \text{ nm}$	atomar	
NV- Magnetom.	Streufeld		 $< 2 \mu\text{m}$	20 nm [327]	

Tabelle 3.1: Vergleich etablierter magnetischer Abbildungstechniken hinsichtlich des zugrundeliegenden Effektes, der Bildaufnahme (Vollfeld- oder Rasterverfahren), der Tiefeninformation und der lateralen sowie zeitlichen Auflösung. Da die zeitaufgelöste SEMPA erst im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde (vgl. Kapitel 5), war mit Beginn der Arbeit kein zeitaufgelöstes Messkonzept für die SEMPA vorhanden. Die zeitliche Auflösung der mit [★] gekennzeichneten Röntgenmikroskope wird im Wesentlichen von den Möglichkeiten der verwendeten Röntgenquelle bestimmt [313, 328–331].

daher zum einen mobil gestaltet werden müssen und zum anderen das Experiment nur zu begrenzten Zeiten verfügbar ist.

Elektronenmikroskopische Techniken wie das SEMPA, das Lorentz-Mikroskop, das spinpolarisiertes Niederenergie-Elektronenmikroskop (SPLEEM) und das Elektronenholographiemikroskop besitzen eine solche Einschränkung nicht und stehen damit jederzeit zur Verfügung. Mit Elektronen als Sondenteilchen erreichen diese Techniken hohe laterale Auflösungen zwischen 2 und 10 nm [233, 286, 317, 319]. Zu Beginn dieser Arbeit war keine dieser vier Techniken in der Lage, auch Magnetisierungsdynamik auf kurzen Zeitskalen, im Nanosekundenbereich, aufzuzeichnen. Betrachtet man jedoch Schaltzeiten von Gbit/s, die zukünftige Datenspeicherkonzepte basierend auf magnetischen Vortices, Antivortices oder Skyrmionen [13, 15, 91, 335, 336] ermöglichen sollen, so erfordert dies zeitliche Auflösungen im niedrigen Nanosekundenbereich oder gar darunter. Die in den letzten Jahren bereits intensiv untersuchte Dynamik magnetischer Vortices oder Antivortices war deswegen zum Großteil MTXM [185, 337–339], STXM [340–344] und PEEM [328, 345–352] vorbehalten und im Wesentlichen damit auf Röntgenquellen beschränkt.

Die zeitaufgelöste SEMPA (TR-SEMPA) wurde erst im Rahmen dieser Arbeit realisiert (siehe Kapitel 5) und ermöglichte unabhängig von einem Synchrotron die Aufnahme von Magnetisierungsdynamik auf kleinen Ort- und Zeitskalen. Die zuvor erwähnte Raster-Kerr-Mikroskopie lässt sich ebenso unabhängig von einer Röntgenquelle einsetzen und konnte bereits zahlreiche Beiträge zu der Magnetisierungsdynamik liefern, wird jedoch durch ihre laterale Auflösung von 300 nm [298] eingeschränkt. Erst vor Kurzem konnten Rubiano da Silva *et al.* [318] für das Lorentz-Mikroskop ein zeitaufgelöstes Messkonzept entwickeln, das die zeitliche Auflösung der SEMPA von 700 ps sogar noch deutlich übertrifft. Wie MTXM, STXM, XHM und Elektronenholographie ist das Lorentz-Mikroskop unter anderem aber auf entsprechend transparente Proben angewiesen und bringt so andere Einschränkungen mit sich. Es zeigt jedoch, dass die Vorzüge der SEMPA gegenüber anderen Techniken weder in der ultimativen zeitlichen noch in der ultimativen lateralen Auflösung zu verorten sind.

Besonders hohe laterale Auflösungen bis in den atomaren Bereich ermöglichen zwei Rastersondentechniken, das spinpolarisierte Rastertunnelmikroskop (englisch: Spin-Polarized Scanning Tunneling Microscope, SP-STM) [353–356] sowie das magnetische Austausch-

kraftmikroskop (englisch: Magnetic Exchange Force Microscope, MExFM) [357, 358]. Zwei weitere Rastersondentechniken, das Magnetkraftmikroskop (englisch: Magnetic Force Microscope, MFM) [323, 359–362] und das Stickstofffehlstellenmikroskop (nitrogen-vacancy center microscope) [327, 363, 364], die beide magnetische Streufelder über einer Probe detektieren und damit weniger auf ideale Systeme oder UHV-Bedingungen beschränkt sind, bieten etwas geringere Auflösung von 20 nm [322, 323, 327]. Unter den Rastersondenmethoden wurde bisher erst für das SPSTM ein zeitaufgelöstes Messkonzept entwickelt. Loth *et al.* [325, 326] erreichten dabei in ihrer wegbereitenden Arbeit vor zehn Jahren eine Zeitauflösung von 10 ns. Erst vor einem Jahr konnte die Forschungsgruppe um Prof. Wiesendanger mit einem speziell konstruierten Aufbau eine Zeitauflösung von 100 ps demonstrieren [324]. Das Einsatzgebiet des SPSTM liegt jedoch vor allem bei idealen Systemen, da SPSTM-Untersuchungen auf einkristallinen Oberflächen durchgeführt werden. Es bildet letztlich die Tunnelwahrscheinlichkeit von spinpolarisierten Elektronen einer Spitze in eine magnetische Probe ab und ist damit hochsensitiv auf die Zustandsdichte der untersuchten Probe. In der Praxis stellt daher die Trennung von Artefakten nicht magnetischen Ursprungs von den magnetischen Signalen bereits eine Herausforderung dar [286]. Strom- oder feldgetriebene Magnetisierungsdynamik, die mit einem zeitlich variierenden Probenpotenzial die Zustandsdichte moduliert, erschwert eine SPSTM-Untersuchung zusätzlich. Die Stärke der SPSTM liegt bei der hohen lateralen Auflösung, die es beispielsweise ermöglicht, das Profil eines Vortex [161], einer Domänenwand [37, 365, 366] oder eines Skyrmions [157] genau zu vermessen.

Ein tiefergehender Vergleich unter allen genannten Techniken zeigt schnell, dass jeder der magnetischen Abbildungstechniken eine individuelle Kombination aus Vor- und Nachteilen bietet. Die Gegenüberstellung in der Tabelle 3.1 kann die Fülle dieser Eigenschaften und Einschränkungen selbstverständlich nur bedingt abbilden. Da es im Rahmen dieser Arbeit nicht möglich ist, allen Techniken gerecht zu werden, muss hierfür auf weiterführende Literatur [57, 286–289] verwiesen werden. Im Folgenden soll explizit auf den Anwendungsbereich der SEMPA eingegangen werden.

Im Vergleich zu anderen hochauflösenden magnetischen Abbildungstechniken stellt die SEMPA mehrere einzigartige Möglichkeiten bereit. Gemessen wird die Spinpolarisation von zuvor im Material gebundenen Sekundärelektronen und insofern wird eine Größe betrachtet, die proportional zur Magnetisierung einer Probe ist. Das Signal im SEMPA, die

Streuasymmetrie, lässt sich daher entsprechend quantitativ nutzen [35]. Um beispielsweise aus einer MFM-Messung ähnlich quantitativ Information zu extrahieren, ist eine deutlich aufwendigere Rekonstruktion der Magnetisierung über die Simulation von Streufeldern erforderlich [360]. Des Weiteren werden mittels SEMPA stets zwei Komponenten dieser Magnetisierung simultan gemessen und zusätzlich auch noch ein unabhängiges Sekundärelektronenbild aufgezeichnet. Dies ermöglicht zum einen, magnetische Effekte von der Beschaffenheit bzw. Topographie einer Probe klar abzugrenzen. Zum anderen bietet die simultane Aufnahme zweier Komponenten der Magnetisierung die Möglichkeit, die Magnetisierung als eine vektorielle Karte abzubilden. Dies ist insbesondere im Bezug auf die DM-Wechselwirkung eine äußerst nützliche Eigenschaft, da hierdurch z.B. der Winkel der Magnetisierung in einer Domänenwand präzise aufgezeichnet und bestimmt werden kann. Vektorielle Darstellungen der Magnetisierung aus SPSTM- oder SPLEEM-Messung entstammen hingegen sukzessiven Aufnahmen einzelner Komponenten der Magnetisierung, die im Nachhinein zueinander ausgerichtet wurden. Ein Lorentz-Mikroskop mit differentiellem Phasenkontrast (DPC) [367] ermöglicht ebenso, zwei Komponenten der Magnetisierung simultan aufzuzeichnen, ist dabei jedoch auf die Komponenten in der Filmebene beschränkt. Wie auch die Elektronenholographie ist das Lorentz-Mikroskop des Weiteren stets auf für Elektronen hinreichend transparente Proben beschränkt ($d \approx 100$ nm). Dies macht die Untersuchung epitaktisch gewachsener Schichten auf einem makroskopischen Einkristall schwierig. Da eine ähnliche Einschränkung für MTXM-, STXM- und XHM-Untersuchungen besteht, die auf eine hinreichende Transmission der verwendeten Röntgenphotonen angewiesen sind, werden solche wohldefinierten Schichten typischerweise mittels SPSTM, PEEM, SPLEEM und eben SEMPA untersucht. PEEM und SEMPA sind jedoch keineswegs auf diese Experimente beschränkt und finden ebenso auch an polykristallinen oder amorphen Materialien Anwendung.

Eine notwendige Voraussetzung für die SEMPA-Technik ist, dass sämtliche Proben elektrisch leitfähig sein müssen. Bereits ein herkömmliches SEM erfordert eine gewisse Leitfähigkeit von Proben, um Aufladungseffekte zu vermeiden. Während das SEM mit der bloßen Detektion von Sekundärelektronen eines breiten Spektrums jedoch eine leichte Aufladung der Probe tolerieren kann und ihr gegebenenfalls mit einem Niedrigdruckmodus sogar entgegen wirkt, ist ein SEMPA an UHV-Bedingungen gebunden und detektiert einzig Sekundärelektronen eines schmalen Energiebereiches. Aufladungen von einigen Volt

würden daher die Anpassung sämtlicher Detektorpotenziale erfordern. Dies ist beispielsweise in der zeitaufgelösten Messung einer durch Stom- bzw. Spannungspulsen getriebenen Magnetisierung nur eingeschränkt realisierbar.

Entgegen häufiger Annahme ist die SEMPA-Technik jedoch weit robuster gegenüber externen Magnetfeldern. Auch wenn das SEMPA wie ein PEEM oder SPLEEM für die Abbildung der Magnetisierung relativ energiearme Elektronen verwendet, erhält das SEMPA seine laterale Auflösung durch einen rasternden Primärelektronenstrahl von 6 – 8 kV. Verzerrungseffekte, wie sie in einem PEEM bereits bei geringen Feldern auftreten [333, 368, 369], werden daher nicht beobachtet [268, 370]. Im SEMPA entsteht das Magnetfeldlimit stattdessen durch die Präzession des Sekundärelektronenspins in dem Magnetfeld selbst, da dies entsprechend mit einem Signalverlust verbunden ist. Eine Rechnung zeigt jedoch, dass dieses Limit erst bei rund 0,1 T erreicht wird ist [370]. Experimentell stellten Steierl *et. al* [370] bis zu einem maximalen Magnetfeld von 32 mT (Maximum der verwendeten Spule) keinerlei Verlust in der SEM-Auflösung oder dem magnetischen Signal fest und schließen daher, dass das Magnetfeldlimit für die SEMPA-Technik in der Tat beträchtlich größer als 32 mT sein muss. Explizit sollten sich damit also auch individuelle Skyrmionen in Multilagensystem, die ein Magnetfeld von rund 10 mT zur Stabilisierung benötigen [31, 91], beobachten lassen.

Gerade bei der Untersuchung der Magnetisierung ultradünner Schichten kann die SEMPA-Technik durch ihre hohe Oberflächensensitivität besonders effektiv eingesetzt werden. Abhängig von dem untersuchten Material liegt die magnetische Informationstiefe bei rund 0,5 nm [232, 233], sodass letztlich der Magnetismus der oberen drei Atomlagen betrachtet wird. Die hohe Sensitivität der SEMPA auf die Oberfläche einer Probe lässt sich je nach Anwendung natürlich als Vor- oder als Nachteil auffassen. So ist jegliche nicht magnetische Abdeckung einer *ex situ* stammenden Probe mit deutlichen Signalverlusten verbunden [35, 275]. Obwohl die Bildgebung durch eine nichtmagnetische Deckschicht durchaus möglich ist [35, 273], werden Deckschichten daher vorzugsweise durch den Beschuss mit Argonionen entfernt [34, 273, 275] oder mit einer ultradünnen ferromagnetischen Schicht belegt [34, 271–274]. In jedem Fall ist SEMPA sowohl wegen dieser hohen Oberflächensensitivität als auch wegen der LEED-Streuung im Spindetektor, die stark von der Reinheit der W(001)-Oberfläche abhängt [265], zwingend ein UHV-Experiment mit den entsprechenden Einschränkungen und Möglichkeiten.

Ein zentraler Nachteil der SEMPA ist, dass diese Technik sehr langsam ist. Als Ursache hierfür lässt sich die relativ geringe Effektivität der bisher entwickelten Spindetektorkonzepte anführen (vgl. Abschnitt 3.3.3). Abhängig von dem Probenmaterial werden typischerweise 5-10 min.[200] benötigt um ein Bild hoher Qualität aufzuzeichnen. Im Vergleich liegt diese Zeit in einem SPLEEM bei nur einer Sekunde [319]. Die deutlich kürzeren Messzeiten des SPLEEM sind jedoch an monokristalline Proben gebunden, die entsprechend deutliche LEED-Reflexe ausbilden. SPLEEM-Untersuchungen an weniger geordneten amorphen oder polykristallinen Proben hingegen sind in ihrer Messzeit vergleichbar zu SEMPA, MFM oder SPSTM [319]. Ein bisher großes Manko der SEMPA-Technik ist, dass sie stets auf die Abbildung statischer magnetischer Zustände eingeschränkt war. Eine getriebene Magnetisierungsdynamik konnte bisher nicht betrachtet werden. Diese Erweiterung der SEMPA wurde im Rahmen dieser Arbeit jedoch kürzlich realisiert und soll in dem Kapitel 5 gesondert betrachtet werden.

4 Darlegung der Zielsetzung

Bisher konnten mittels SEMPA ausschließlich statische Zustände der Magnetisierung abgebildet werden. Periodische Magnetisierungsdynamik, die seit mehreren Jahren durch hochauflösende Abbildungstechniken, beispielsweise an einem Synchrotron, aufgezeichnet wird, war bislang nicht zugänglich. Infolgedessen spielte die SEMPA in der Untersuchung von periodisch getriebenen Vortizes, Antivortizes, Domänenwänden oder auch Skyrmionen trotz vieler Vorteile, wie bspw. der vektoriellen Abbildung der Magnetisierung, bisher eine untergeordnete Rolle.

Ein erstes Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, Magnetisierungsdynamik mit der vorhandenen SEMPA-Technik aufzeichnen zu können. Die entwickelte Messmethode lässt sich dann nutzen, um die Dynamik von Vortizes und Antivortizes aufzuzeichnen und so unter anderem die Möglichkeiten dieser Technik auszuarbeiten.

Perspektivisch lässt sich in einem nächsten Schritt dann die zu Beginn dieser Arbeit motivierte Dynamik magnetischer Skyrmionen untersuchen. Ein durch Sputterdeposition hergestelltes $[\text{Pt}/\text{Co}/\text{Ir}]_{10}$ -Schichtsystemen, in dem bereits bei Raumtemperatur einzelne Skyrmionen beobachtet werden konnten [31], bietet sich als Probe für eine derartige Untersuchung an. Das verhältnismäßig geringe Magnetfeld, das in der Untersuchung von Moreau-Luchaire *et al.* [31] notwendig ist, um Skyrmionen zu stabilisieren, lässt sich mittels SEMPA ohne Beeinträchtigungen erreichen (vgl. Abschnitt 3.6), sodass solche Untersuchungen konzeptionell möglich erscheinen. Eine Literaturrecherche (vgl. Kapitel 4.2) zeigt allerdings, dass selbst für die beiden in Bezug auf die DMI mit am häufigsten untersuchten Grenzflächen Co/Ir und Co/Pt bislang lediglich vage Kenntnisse vorhanden sind. Die zweite Zielsetzung der vorliegenden Arbeit ist es daher in der komplexen Situation, die sich aus teils widersprüchliche Aussagen zwischen wissenschaftlichen Fachzeitschriften ergibt, Klarheit zu schaffen.

4.1 Magnetisierungsdynamik im SEMPA

Das erstes Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, Magnetisierungsdynamik mit der vorhandenen SEMPA-Technik aufzeichnen zu können. Dies führt zu der Entwicklung der zeitaufgelösten SEMPA (TR-SEMPA), die in dem anschließenden Kapitel 5 thematisiert wird. Die neu entwickelte Messmethode wurde von FKT, dem Autor der Dissertation, bereits im Rahmen seiner Masterarbeit umgesetzt und demonstriert und kann im Rahmen der vorliegenden Arbeit weiterentwickelt werden. In Kapitel 5.1 wird die zeitaufgelöste SEMPA-Technik in Kurzform dargestellt, für weiterführende Details wird auf [371] verwiesen. In Abschnitt 5.2 wird intensiver auf die Frage eingegangen, welche Zeitauflösung sich mit dieser Technik konzeptionell erreichen lässt, und damit das noch bestehende Verbesserungspotential diskutiert. Auf Basis der gewonnenen Erkenntnisse lässt sich absehen, dass die TR-SEMPA in der Lage ist mit etablierten Synchrotrontechniken zu konkurrieren. Auch findet die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte TR-SEMPA-Technik mittlerweile in kommerziell erhältlichen Maschinen Anwendung [372] und bietet die vorteilhafte Möglichkeit Magnetisierungsdynamik in einem Laboraufbau zu untersuchen.

In einer ersten Anwendung wird in Kapitel 5.3 die gekoppelte Dynamik magnetischer Vortizes und Antivortizes in einer cross-tie-Wand untersucht. Die Wechselwirkung zwischen zwei Vortizes wurde bereits im Rahmen der vorhergehenden Masterarbeit [371] betrachtet und soll in dieser Arbeit nicht erneut diskutiert werden. Durch eine externe Feldanregung der alternierenden Anordnung aus Vortizes und Antivortizes beginnen die beiden verschiedenen Quasiteilchen in einer entgegengesetzten Phase zueinander zu schwingen (in Analogie zu einer optischen Mode). Eine zusätzliche kollektive Oszillation (in Analogie zu einer akustischen Mode) tritt auf, welche sich auf die endlichen Randbedingungen der strukturierten FeCoSiB-Rechtecke zurückführen lässt. Im Kapitel 5.3 wird die mittels TR-SEMPA aufgezeichnete Oszillation über mikromagnetische Simulationen reproduziert und die Kopplung unter den Quasiteilchen quantifiziert. Über das untersuchte System aus Vortizes und Antivortizes hinaus können des Weiteren die Möglichkeiten der TR-SEMPA in einer Anwendung bereits demonstriert werden.

4.2 Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung epitaktischer Systeme

In einer zweiten, eigenständigen Zielsetzung soll im Rahmen der vorliegenden Arbeit die Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung von epitaktisch gewachsenen Co/Ir- und Co/Pt-Grenzflächen untersucht werden. Wie ausführlich in dem anschließenden Abschnitt 4.2.1 dargelegt wird, stellen experimentelle Messungen der DMI an Proben, die durch Sputterdeposition hergestellt wurden, die aus Berechnungen stammende Erkenntnis, dass die DMI der Co/Ir- und der Co/Pt-Grenzfläche ein unterschiedliches Vorzeichen aufweist, in Frage [43, 48–51]. So wird häufig auf eine abschwächende [43, 49–53] Wirkung beider Grenzflächen geschlossen, wenn Kobalt in einer Schichtsequenz zwischen Platin und Iridium aufgebracht wird. Im Gegensatz dazu liefern Ab-initio-Berechnungen der DMI eines idealen Co/Ir(111)- [36, 37, 54, 55] oder Co/Pt(111)-Systems [36, 38, 54, 55, 107–111] übereinstimmend eine negative DMI für Co/Ir(111) und eine positive DMI für Co/Pt(111), sodass eine verstärkende Wirkung in einer Ir/Co/Pt-Schichtsequenz abgeleitet wird [36, 37, 54, 55, 110]. Obgleich die Resultate der Ab-initio-Berechnungen methodenabhängigen Abweichungen unterliegen und auch die Experimente im Betrag variierende Werte messen, welche durch von Anlage zu Anlage unterschiedliche Grenzflächenbeschaffenheiten der Proben erklärt werden können, lässt sich an dieser Stelle eine Unstimmigkeit ableiten. Es ist in einem naiven Bild zu erwarten, dass beispielsweise eine Materialdurchmischung die DMI im Betrag reduziert, nicht aber eine relativ große DMI mit umgekehrten Vorzeichen verursacht. Da die Situation in der Literatur komplex ist, soll diese zunächst in den beiden folgenden Abschnitten für Messungen und Berechnungen der DMI aufgearbeitet werden. Aus dieser Aufarbeitung leitet sich die Notwendigkeit ab mit einem Experiment, das die DMI einer nahezu idealen Co/Ir- und Co/Pt-Grenzfläche untersucht, Klarheit zu schaffen.

Die zentrale Zielsetzung der vorliegenden Arbeit ist die Untersuchung der DMI der nahezu idealen Co/Pt(111) und Co/Ir(111)-Grenzflächen. Die betrachteten Systeme lassen sich als eine Art Brücke zwischen den idealen Systemen, die in einer Ab-initio-Berechnung zugrunde gelegt werden, und DMI-Messungen, die durch Sputterdeposition hergestellte Schichtsysteme betrachten, verstehen. Die diskutierten Untersuchungen können damit ein Ausgangspunkt sein, um systematisch den Einfluss einer Materialdurchmischung an ei-

ner Grenzfläche auf die DMI zu untersuchen und damit die bestehenden Abweichungen zwischen unterschiedlichen experimentellen Untersuchungen der DMI zu verstehen. Insbesondere weisen die hergestellten Systeme eine hohe Vergleichbarkeit zu den Co/Pt(111)- und Co/Ir(111)-Proben, die in Ab-initio-Berechnungen betrachtet werden, auf und können daher als ein experimenteller Vergleichswert für Berechnungen der DMI fungieren. Dies ermöglicht über die Bedeutung der beiden explizit untersuchten Systeme hinaus, verschiedene Näherungen und Ansätze von Ab-initio-Berechnungen zu evaluieren und somit perspektivisch Berechnungen der DMI zu optimieren.

Der anschließende Abschnitt 4.2.1 trägt zunächst die Resultate von bisher bestehenden experimentellen Untersuchungen der DMI der beiden Grenzflächen zusammen und legt damit den aktuellen Stand der Literatur dar. Der darauffolgende Abschnitt 4.2.2 befasst sich mit Ab-Initio-Berechnungen der DMI und arbeitet heraus, welche Aussagekraft von diesen Berechnungen für die Co/Ir(111) und die Co/Pt(111)-Grenzfläche ausgeht. Anschließend wird diskutiert, inwiefern experimentelle Vergleichswerte an idealen Systemen dazu beitragen können die Aussagekraft solcher Berechnungen weiter zu erhöhen.

4.2.1 Bestehende Messungen der DMI

In diesem Unterkapitel soll der Frage nachgegangen werden, welche Aussagen sich aus bereits bestehenden Messungen der DMI für Co/Ir(111)- und Co/Pt(111)-Systeme ableiten lassen. In den vergangenen zehn Jahren wurden mehrere Methoden entwickelt, die eine akkurate Bestimmung der DMI ermöglichen. In einer groben Unterteilung lassen sich die meisten Experimente einer von zwei Herangehensweisen zuordnen. Zum einen werden, wie auch in der vorliegenden Arbeit, Domänenwände genutzt, indem entweder die Orientierung der Magnetisierung in einer Domänenwand abgebildet und ausgewertet [34, 48, 96–100, 373] oder die Dynamik einer Domänenwand aufgezeichnet [24, 32, 50, 51, 127, 374–377] wird. Zum anderen spiegelt sich die DMI in der Dispersion von Spinwellen wieder [378, 379], die typischerweise über „Brillouin Light Scattering“ (BLS) [49, 50, 112–114, 116, 120, 136–138, 380–384] oder die voll-elektrische „propagating spin wave spectroscopy“ (PSWS) [40, 43, 119, 385–387] vermessen wird. Obwohl die zuvor genannten Methoden den Großteil der in dieser Arbeit zitierten DMI-Bestimmungen ausmachen, finden zusätzlich diverse weitere DMI-Bestimmung Anwendung. So lässt sich die DMI

aus den Abmaßen von Skyrmionen bestimmen [31, 157]. Bei bekanntem Profil der Skyrmionen kann eine Profilmodellierung weiterhin Austausch, Anisotropie und DMI als drei unabhängige Fit-Parameter liefern [157]. Eine weitere Möglichkeit für eine Bestimmung der DMI stellt eine vollständige Energiebetrachtung in einem Domänengrößenmodell dar [31, 42, 91, 259, 388–391]. Ein solches Modell, in dem typischerweise ein Energiegleichgewicht aus der Streufeldenergie von Domänen und der Domänenwandenergie hergestellt wird [31, 42, 147, 259, 388, 389, 391–396], ist von der präzisen Kenntnis der magnetischen Schichteigenschaften sowie der akkuraten Bestimmung der Streufeldenergie abhängig.

Obgleich die Untersuchung und systematische Bestimmung der DMI einzelner Grenzflächen erst vor wenigen Jahren begonnen hat, lassen sich in wissenschaftlichen Fachzeitschriften bereits eine Vielzahl an DMI-Bestimmungen ausmachen, die für verschiedene Probensysteme und Grenzflächen die DMI messen. Die vorliegende Arbeit beschränkt sich daher im Folgenden auf die DMI der Co/Ir- und der Co/Pt-Grenzfläche. Beide Grenzflächen sind bereits Gegenstand diverser Untersuchungen gewesen. Ein direkter Vergleich, der im Anschluss gegeben wird, zeigt jedoch auf, dass die Resultate zwischen verschiedenen Experimenten und Arbeitsgruppen eine starke Streuung aufweisen. Diese Abweichungen können auf unterschiedliche Probenbeschaffenheiten und Präparationsbedingungen hindeuten.

Aus diesem Grund werden im Folgenden bestehende Messungen im Kontext der Probenpräparation diskutiert. Bis auf zwei Untersuchungen für die Co/Ir(111)-Grenzfläche fanden die zitierten Untersuchungen [37, 48] ausnahmslos an Filmsystemen statt, die durch Sputterdeposition hergestellt wurden und eine von Anlage zu Anlage unterschiedliche Grenzflächenbeschaffenheit aufweisen. Auf diese mittels Sputterdeposition hergestellten Proben wird zunächst eingegangen und diskutiert, welche Aussagen sich aus den Untersuchungen für die DMI der Co/Ir- und Co/Pt-Grenzflächen ableiten lassen. Im zweiten Unterkapitel 4.2.1 werden daraufhin die beiden publizierten Untersuchungen [37, 48] diskutiert, die thermisch aufgebrachte Kobaltlagen auf einem Ir(111)-Einkristall betrachten und somit einen Vergleich mit theoretischen Berechnungen ermöglichen sollten. Da beide Experimente sich nicht nur quantitativ, sondern bereits qualitativ (im Vorzeichen der DMI) gegenseitig widersprechen, ist die Aussagekraft der Literatur für die Co/Ir(111)-Grenzfläche stark limitiert. Untersuchungen der DMI einer thermisch aufgebrachten Kobaltschicht auf einem Pt(111)-Einkristall existieren bisher nicht.

Mittels Sputterdeposition hergestellte Proben

Motiviert durch die Beobachtung von Skyrmionen bei Raumtemperatur in $[\text{Pt}/\text{Co}/\text{Ir}]_n$ -Filmsystemen [31], die mittels Sputterdeposition hergestellt wurden, rückten polykristalline Pt/Co/Ir-Schichtsysteme in den Fokus zahlreicher Untersuchungen [28, 31–35, 39–43, 50, 53, 114, 376, 390, 397]. Die DMI ist als Grenzflächeneffekt jedoch auf die Grenzflächenbeschaffenheit sensitiv [28, 32, 110, 398]. Ein durch Sputterdeposition hergestellter Film weist hingegen keine scharfen Grenzflächen auf der atomaren Ebene auf [43, 50], sondern es muss neben einer Rauigkeit¹ auch von einer breiteren Durchmischungszone an den Grenzflächen ausgegangen werden [77, 316, 399–402]. Diese Durchmischungszone erstreckt sich abhängig von der Präparation über mehrere Atomlagen, sodass beispielsweise an einer Co/Pt-Grenzfläche $\sigma = (3 \pm 1)$ ML [401, 403] mittels der am häufigsten verwendeten Magnetronzerstäubung erzielt werden, während noch breitere Durchmischungszonen aus einer ECR²-Ionenstrahlzerstäubung [404] oder einem Hochfrequenzsputtern resultieren [77]. Es stellt sich daher die Frage, inwiefern an durch Sputterdeposition hergestellten Schichten eine intrinsische Eigenschaft der Co/Ir- bzw. Co/Pt-Grenzfläche gemessen werden kann und nicht ein durch die reduzierte Qualität der Grenzfläche abgeänderter Wert.

Einfluss der Grenzflächenbeschaffenheit Während qualitativ unbestritten ist, dass eine Materialdurchmischung an der Grenzfläche die DMI reduziert, wird der quantitative Einfluss einer solchen Durchmischung aktuell diskutiert und ist Gegenstand verschiedener Untersuchungen [32, 110, 375, 398, 402]. So finden Messungen der DMI an durch Sputterdeposition hergestellten Pt/Co/Pt-Systemen eine Abhängigkeit der DMI von den Präparationsbedingungen und können auf diese Weise einen Einfluss der Grenzflächenbeschaffenheit nachweisen [32, 402]. Über die Präparationsbedingungen hinaus ist nicht davon auszugehen, dass eine Platinschicht auf Kobalt das gleiche Wachstum wie eine Kobaltschicht auf Platin zeigt. Als Folge lässt sich häufig eine DMI für ein nominell symmetrisches System wie Pt/Co/Pt messen [32, 374, 375, 402]. Die in diesen Systemen auftretende DMI kommt durch die unterschiedliche Grenzflächenbeschaffenheit der Pt/Co- und der

¹Die Rauigkeit einer Grenzfläche bezeichnet in der etablierten Verwendung eine kollektive Abweichung mehrerer Atome von einer scharfen Grenzfläche. Im Gegensatz dazu bezeichnet die Durchmischung (engl. intermixing, interdiffusion) die Abweichung einzelner Atome von einer scharfen Grenzfläche.

²Englisch: electron cyclotron resonance

Co/Pt-Grenzfläche zustande. Da die Beschaffenheiten von Grenzflächen zwischen unterschiedlichen Experimenten abweicht, werden für das gleiche Materialsystem, Pt/Co/Pt, aber auch eine sehr geringe [43] oder im Rahmen des Fehlers verschwindene DMI [31, 32] gemessen.

Berechnungen, die den Einfluss einer Materialdurchmischung an einer Co/Pt-Grenzfläche auf die DMI untersuchen, legen qualitativ eine Reduzierung der DMI durch eine Durchmischungszone nahe [140, 398]. Beide zitierten Untersuchungen betrachten eine deutlich geringere Durchmischung als sie experimentell in gesputterten Schichten auftritt und liefern quantitativ keine Übereinstimmung [398].

Es lässt sich daher feststellen, dass die Grenzflächenbeschaffenheit und insbesondere eine Materialdurchmischung einen Einfluss auf die DMI haben. Sowohl die Frage, wie groß dieser Einfluss ist, als auch die Frage, wie sich dieser Einfluss materialabhängig verhält, konnten bisher nicht geklärt werden. Die zitierten Berechnungen [140, 398] betrachten des Weiteren ausschließlich die Materialdurchmischung an einer Co/Pt-Grenzfläche, doch es lässt sich vermuten, dass das Durchmischungsverhalten der DMI materialabhängig ist. Zimmermann *et al.* [398] gehen davon aus, dass wegen der elektronischen Ähnlichkeiten zu Co/Pt(111) für die Co/Ir(111)-Grenzfläche ein vergleichbares Verhalten zu erwarten ist, haben dies jedoch nicht explizit untersucht.

Damit kann der Einfluss einer Materialdurchmischung auf die DMI in einer mittels Sputterdeposition hergestellten Probe nicht vernachlässigt werden. Infolgedessen ist es möglich, dass an gesputterten Proben durch eine reduzierte Grenzflächenqualität abgeänderte Werte der DMI gemessen werden. Die entsprechend abgeleitete DMI ist dann keine intrinsische Eigenschaft der eigentlichen Co/Ir- oder Co/Pt-Grenzfläche und soll im Folgenden als eine Art grobe Orientierung, nicht jedoch als genaue Angabe, verstanden werden.

Zusammenstellung veröffentlichter Werte Sowohl die DMI der Co/Pt- als auch die DMI der Co/Ir-Grenzfläche, wurden an Proben aus gesputterten Schichten bisher nicht isoliert gemessen. Untersucht werden ausschließlich Mehrfachlagensysteme, die durch eine Abdeckung vor einer Oxidation und auch Kontamination geschützt werden [35, 406]. Infolgedessen treten immer mindestens zwei Grenzflächen auf, die potenziell beide zu der resultierenden DMI des Schichtsystems beitragen können. Der Einfluss einer einzelnen

System	DMI (D_s) [pJ/m]	Ref.

Beide Grenzflächen zusammen

Ir/Co/Pt	+0,3	[51]
	$\pm 0,6$	[53]
	+0,8	[32]
	$+1,0 \pm 0,2$	[43]
	+1,3	[390]
	$+1,4 \pm 0,1$	[50]
	+1,5	[28]
	$+1,6 \pm 0,2$	[33]
Pt/Co/Ir	$+1,7 \pm 0,3$	[405]
	-0,7	[51]
	$-1,0 \pm 0,2$	[43]
	$\pm 1,2 \pm 0,3$	[31]
	$\pm 1,4 \pm 0,1$	[42]
	-1,6	[390]

Co/Pt-Grenzfläche

AlO _x /Co/Pt	+0,8	[390]
	+1,4	[136]
	$+1,7 \pm 0,2$	[114]
	$+2,2 \pm 0,2$	[137]
Pt/Co/AlO _x	$-1,2 \pm 0,2$	[33]
	-1,4	[390]
Al/Co/Pt	+1,3	[51]
Cu/Co/Pt	+0,6	[51]
	$\pm 1,6$	[53]

Co/Ir-Grenzfläche

AlO _x /Co/Ir	+0,9	[49]

Tabelle 4.1: Gegenüberstellung verschiedener DMI-Bestimmungen an durch Sputterdeposition hergestellten Filmsystemen. Um eine Vergleichbarkeit der Ergebnisse zu erzielen, wurden die Resultate in eine gemeinsame Einheit, dem auf die Grenzfläche bezogenen Parameter D_s , umgerechnet. Hintergrundinformation zu den gemachten Angaben sowie den Umrechnungen sind im Anhang A.4 zu finden. Da die Experimente in den Referenzen [31, 42, 53] lediglich auf den Betrag der DMI sensitiv sind, werden die entsprechenden Werte ohne Vorzeichen ($\pm$) wiedergegeben. Die einzelnen Messwerte weisen eine starke Streuung auf, die durch unterschiedliche Grenzflächenbeschaffenheiten erklärbar ist. Dies verdeutlicht, dass der Herstellungsprozess in Proben, die durch Sputterdeposition hergestellt wurden, einen signifikanten Einfluss hat. Es kann sich daher stets um durch eine reduzierte Grenzflächenqualität abgeänderte Werte handeln. Während in Ir/Co/Pt bzw. dem inversen System, Pt/Co/Ir, die Beiträge der Co/Pt und Ir/Co-Grenzfläche (bzw. Pt/Co- und Co/Ir-Grenzfläche) nicht separiert werden können, wird bei Grenzflächen mit Cu, Al und AlO_x von einer geringen DMI ausgegangen (siehe Diskussion im Text). Es wird daher angenommen, dass an Cu/Co/Pt, Al/Co/Pt oder AlO_x/Co/Pt die DMI der Co/Pt-Grenzfläche gemessen werden kann und an AlO_x/Co/Ir die DMI der Co/Ir-Grenzfläche. Alle Materialsysteme sind in der vorliegenden Arbeit links beginnend mit der obersten Lage angegeben, sodass sich das Substrat in der gesamten Arbeit auf der rechten Seite befindet.

Co/Pt- oder Co/Ir-Grenzfläche lässt sich aus diesen Messungen nur entnehmen, wenn sichergestellt ist, dass die DMI der zweiten Grenzfläche vernachlässigbar ist. So wird bspw. in einer Pt/Co/Ir-Schichtsequenz die effektive DMI, die sich aus der Summe des Beitrages der Pt/Co- und der Co/Ir-Grenzfläche ergibt, gemessen [37].

In der Tabelle 4.1 sind diverse Bestimmungen der DMI für verschiedene Co/Ir- und Co/Pt-Systeme mit der entsprechenden Referenz aufgelistet. Um eine Vergleichbarkeit einzelner Ergebnisse zu erzielen, werden die Resultate in eine gemeinsame Einheit, dem auf die Grenzfläche bezogenen Parameter D_s , umgerechnet. Hintergrundinformation zu den gemachten Angaben und sind im Anhang A.4 zu finden.

Für gleiche Materialstapelungen lassen sich zwischen den bestehenden Resultaten teilweise deutliche Abweichungen erkennen. Abgesehen davon, dass auch Ungenauigkeiten durch die jeweiligen Messverfahren denkbar sind, bekräftigt die Streuung der angegebenen Werte die Abhängigkeit der DMI von der Grenzflächenbeschaffenheit und somit den Herstellungsparametern. Da die Proben in ihrer Beschaffenheit nicht nur untereinander variieren, sondern auch alle systematisch von einer idealen Probe mit perfekten Grenzflächen abweichen, kann des Weiteren nicht davon ausgegangen werden, dass die angegebenen Messwerte um die DMI einer solchen idealen Probe, wie sie bzw. in Ab-initio-Berechnungen betrachtet wird, streuen. Die Angaben in der Tabelle 4.1 sind daher als Orientierungswerte der DMI zu verstehen und lassen insofern keine direkten Aussagen über die DMI als intrinsische Eigenschaft der Co/Ir(111)- oder Co/Pt(111)-Grenzflächen zu.

Trotz der Abweichungen zwischen den Experimenten lässt sich beobachten, dass für Ir/Co/Pt-Systeme ausschließlich eine positive DMI zwischen $D_s = 0,3 \text{ pJ/m}$ und $1,7 \text{ pJ/m}$ und für das umgekehrte System Pt/Co/Ir ausschließlich eine negative DMI zwischen $D_s = -0,7 \text{ pJ/m}$ und $-1,6 \text{ pJ/m}$ gemessen wird. Im Rahmen der Unterschiede zwischen den Experimenten liefern beide Schichtsequenzen auch Werte, die im Betrag vergleichbar sind. Wie bereits in dem Kapitel 2.1.4 erörtert wurde, wechselt die DMI ihr Vorzeichen, wenn eine Probe umgedreht wird und daher Ir/Co/Pt in Pt/Co/Ir überführt wird. In einem Experiment kommt es wachstumsbedingt natürlich zu Unterschieden, wenn bspw. Kobalt auf Iridium aufgebracht wird anstelle von Iridium auf Kobalt. Der breite Wer-

tebereich, in dem sich die bestimmten DMI-Parameter befinden, lässt diesbezüglich eine genauere Aussage jedoch nicht zu.

Die ausschließlich positive DMI der Ir/Co/Pt-Systeme verdeutlicht, dass die DMI einer Co/Pt-Grenzfläche übereinstimmend in allen Experimenten signifikant größer ist als die DMI einer Co/Ir-Grenzfläche. Die negative DMI der betrachteten Pt/Co/Ir-Systeme zeigt analog, dass die DMI einer Co/Ir-Grenzfläche in allen Experimenten signifikant kleiner ist als die DMI einer Co/Pt-Grenzfläche. Experimentell lassen sich in den Ir/Co/Pt- bzw. Pt/Co/Ir-Schichten die Beiträge beider Kobaltgrenzflächen nicht separieren. Wird für Pt/Co/Pt eine vernachlässigbare geringe DMI wie bspw. in [31, 32, 43, 375] gemessen, so lässt sich jedoch schließen, dass die DMI der Co/Pt-Grenzfläche entsprechend zwischen 0,3 pJ/m und 1,7 pJ/m größer ist als die DMI der Co/Ir-Grenzflächen.

Um die Beiträge beider Grenzflächen zu separieren, ist es erforderlich die DMI der Co/Ir- oder der Co/Pt-Grenzfläche isoliert ohne den Einfluss einer weiteren Grenzfläche betrachten zu können. Da eine zweite Kobaltgrenzfläche jedoch notwendigerweise vorhanden ist, wird im Allgemeinen versucht an dieser Grenzfläche keine oder nur einer vernachlässigbare DMI hervorzurufen. In der vorliegenden Arbeit (vgl. Kapitel 6) und auch in [48, 97, 99] wird dies beispielsweise realisiert, indem die zweite Grenzfläche der ferromagnetischen Schicht eine Vakuumgrenzfläche ist, die über den von Fert und Levy vorgeschlagenen Mechanismus keine DMI hervorrufen kann und über den Rashba-Effekt nur einen geringfügigen Beitrag erwarten lässt (siehe Diskussion in Abschnitt 2.1.4). Aufgrund des mit einem UHV-Experiment verbundenen Aufwandes wird dies allerdings nicht an durch Sputterdeposition hergestellten Proben durchgeführt und es werden stattdessen an der zweiten Grenzfläche Materialien aufgebracht, von denen ausgegangen wird, dass die DMI vernachlässigbar oder zumindest klein ist.

Mutmaßliche Messungen der einzelnen Grenzflächen Wie die Tabelle 4.1 zeigt, finden Grenzflächen mit Kupfer [51, 53, 407], Aluminium [51, 377] oder AlO_x -Schichten [33, 49, 114, 135–137, 390] Verwendung, um die DMI einer einzelnen Grenzfläche isoliert zu bestimmen. Wegen der Elektronenkonfiguration von Kupfer wird davon ausgegangen, dass die Spinbahnwechselwirkung einer Kupferlage vernachlässigbar gering ist und somit auch die DMI an einer Cu/Co-Grenzfläche. Insofern dies zutrifft, liefern Untersuchun-

gen eines Cu/Co/Pt-Schichtsystems [51, 53] dann direkt Aussagen über die DMI der Co/Pt-Grenzfläche. Auch für eine Aluminiumschicht lässt sich argumentieren, dass aufgrund der relativ geringen Kernladungszahl von Aluminium mit einer nur vernachlässigbaren DMI durch den von Levy und Fert vorgeschlagenen Mechanismus zu rechnen ist. AlO_x -Schichten wiederum können durch Plasmaoxidation einer Aluminiumschicht hergestellt werden [49, 136, 407] und stellen einen starken Isolator dar. Wie in dem Abschnitt 2.1.4 herausgearbeitet wurde, lässt das Fert-Levy-Modell gar keine DMI für Grenzflächen mit Isolatoren erwarten. Da für die Co/ AlO_x -Grenzfläche jedoch von einem signifikanten Rashba-Effekt ausgegangen wird [181], kann das Auftreten einer „Rasba-DMI“ an einer Co/ AlO_x -Grenzfläche nicht ausgeschlossen werden. Tatsächlich lassen sich bezüglich der DMI der genannten Grenzflächen widersprüchliche Angaben in wissenschaftlichen Fachzeitschriften finden.

Obgleich Yang *et al.* [36] nicht direkt Co/ AlO_x , sondern Co/MgO betrachten, finden sie in Ab-initio-Berechnungen tatsächlich eine DMI über den Rashba-Effekt, die deutlich größer als im Fall von Iridium ist. Unabhängig zu dieser Veröffentlichung haben Freimuth *et al.* [107] zuvor die DMI von Co/Pt(111), O/Co/Pt(111) und Al/Co/Pt(111) berechnet und fanden jeweils 2,7 pJ/m, 3,6 pJ/m und 5,0 pJ/m. Zum einen leiten die Wissenschaftler damit auch eine verhältnismäßig große DMI für die Co/Al-Grenzfläche von rund $-2,3$ pJ/m ab und zum anderen lassen die Berechnungen vermuten, dass auch die Co/ AlO_x -Grenzfläche eine nicht vernachlässigbare DMI hervorruft.

Im Kontrast hierzu zeichnen Messungen der DMI an durch Sputterdeposition hergestellten Filmsystemen ein anderes Bild. Kim *et al.* [407] messen den Einfluss beider Grenzflächen einer AlO_x /Co/Pt-Probe, indem sie zwischen AlO_x und Co sowie zwischen Co und Pt jeweils eine Kupferlage einfügen. Während der Einbau von Kupfer zwischen AlO_x und Co keinen Einfluss auf die DMI zeigt, lässt sich beobachten, dass die DMI durch den Einbau von Kupfer zwischen Co und Pt verschwindet. Dieses Experiment zeigt daher, dass eine Co/ AlO_x -Grenzfläche im Rahmen des Fehlers³ die gleiche DMI wie eine Co/Cu-Grenzfläche erzeugt. Es liegt nahe, dass beide Grenzflächen keine DMI hervorrufen oder zumindest eine eher als klein einzuschätzende DMI $D_s < 0,3$ pJ/m³. Unter der Annahme, dass die Al/Co-Grenzfläche keine DMI hervorruft, finden Ajejas *et al.* [51] jedoch für

³Das Detektionslimit der BLS-Untersuchung liegt bei $0,2$ mJ/m². Bezogen auf eine Kobaltschichtdicke von $1,1$ nm entspricht dies daher einem Limit von $D_s = 0,3$ pJ/m.

die Cu/Co-Grenzfläche einen kleinen, aber nicht vernachlässigbaren Wert der DMI von $D_s = 0,3 \text{ pJ/m}$.

Zusammenfassend lässt sich daher folgern, dass für alle drei Grenzflächen Co/Cu, Co/Al und Co/ AlO_x keine hohe DMI zu erwarten ist. Weder aus experimentellen Untersuchungen der DMI noch aus der Theorie geht direkt hervor, dass die DMI für eine dieser Grenzflächen tatsächlich verschwindet. Die beobachteten Größenordnungen in [51, 407] liegen jedoch innerhalb der Variationen, die ohnehin durch unterschiedliche Grenzflächenbeschaffenheiten der Proben bestehen. Rechnungen der DMI [107] legen sogar nahe, dass insbesondere eine Co/O- oder Co/Al-Grenzfläche signifikante Beiträge zur DMI liefern kann und damit die mutmaßlichen Messungen der DMI einer Co/Pt- oder Co/Ir-Grenzfläche verfälscht. Da die bisherigen Veröffentlichungen kein eindeutiges Bild zeichnen, inwiefern die DMI der besagten Grenzflächen vernachlässigbar ist, ist diese Annahme nur bedingt belastbar. Untersuchungen der DMI an den Systemen Pt/Co/ AlO_x , AlO_x /Co/Pt, Al/Co/Pt und Cu/Co/Pt können somit eingeschränkt eine Aussage über die DMI der Pt/Co- bzw. Co/Pt-Grenzfläche liefern.

Die in Tabelle 4.1 angegebenen Werte deuten daher nur an, dass die Co/Pt-Grenzfläche eine DMI zwischen $D_s = 0,8 \text{ pJ/m}$ und $2,2 \text{ pJ/m}$ hervorruft. Auch hier können die Abweichungen, die zwischen den Experimenten bestehen, als Resultat einer nicht einheitlichen Grenzflächenbeschaffenheit verstanden werden. So bestimmen Kim *et al.* [136, 137] an einem AlO_x /Co/Pt-Schichtsystem, das direkt auf einem SiO_2 -Substrat aufgebracht wird, eine DMI von $D_s = 1,4 \text{ pJ/m}$. Die zusätzliche Verwendung einer Ta-Wachstumsschicht (d.h. AlO_x /Co/Pt/Ta/ SiO_2), sorgt bereits dafür, dass dieselben Wissenschaftler unter sonst gleichen Bedingungen eine DMI von $D_s = (2,2 \pm 0,2) \text{ pJ/m}$ ableiten können. Den in der Tabelle 4.1 angegebenen Wert von $D_s = 1,7 \text{ pJ/m}$, der zwischen diesen beiden Werten liegt, wird von Belmeguenai *et al.* [114] ebenfalls an einer Probe mit einer Ta-Wachstumsschicht gemessen, die jedoch etwas dünner ist als in der Untersuchung von Kim *et al.* [137]. Deutlich wird damit, dass die einzelnen Bestimmungen der DMI zueinander konsistent sind und die Abweichungen durch eine reduzierte Grenzflächenqualität erklärbar sind. Anzunehmen ist daher auch, dass der angegebene Wert von $D_s = 2,2 \text{ pJ/m}$ an einem System gemessen wurde, das dem idealen System einer Berechnung am nächsten kommt. Es ist jedoch weiterhin möglich, dass auch dieser Wert durch die Grenzflächenbeschaffenheit gegenüber der idealen Grenzfläche reduziert ist.

Im Rahmen der Abweichungen zwischen den Experimenten, sind die DMI-Messwerte der mutmaßlichen Co/Pt-Grenzflächen vergleichbar mit den Werten der Ir/Co/Pt-Systeme. In den Referenzen [51, 53] werden beide Systeme untersucht, sodass gleiche Präparationsbedingungen der Co/Pt-Grenzfläche vorliegen. In beiden Publikationen wird abgeleitet, dass die Co/Pt-Grenzfläche eine größere DMI hervorruft als für Ir/Co/Pt mit einer zusätzlichen Ir/Co-Grenzfläche beobachtet wird. So wird in [51] für Ir/Co/Pt eine DMI von $D_s = 0,3 \text{ pJ/m}$ gemessen. Wird jedoch das Iridium, das sich auf dem Kobalt befindet, durch Aluminium ersetzt, so lässt sich eine DMI von $D_s = 1,3 \text{ pJ/m}$ beobachten. Da Platin und Kobalt beide vor dem Aluminium bzw. dem Iridium in dem gleichen Experiment unter den gleichen Bedingungen aufgebracht wurden, ist in beiden Proben von identischen Co/Pt-Grenzflächen auszugehen. Unter der Annahme einer verschwindenden DMI der Al/Co-Grenzfläche entspricht dies somit einer negativen DMI der Ir/Co-Grenzfläche von $D_s = -1,0 \text{ pJ/m}$ [51]. Analog lässt sich mit den Werten aus [53] argumentieren, dass eine negative DMI für die Ir/Co-Grenzfläche zu erwarten ist und somit eine positive DMI für die umgekehrte Co/Ir-Grenzfläche. Diese Untersuchungen legen daher nahe, dass für Co/Ir das gleiche Vorzeichen der DMI wie für Co/Pt vorliegt und es nicht zu dem von Ab-initio-Berechnungen vorhergesagten Aufsummieren kommt, wenn Kobalt in einer Schichtsequenz zwischen Platin und Iridium aufgebracht wird [36]. Stattdessen leiten die beiden diskutierten Experimente [51, 53] ab, dass die DMI der Ir/Co-Grenzfläche in einem Ir/Co/Pt-Schichtsystem dem DMI-Beitrag der Co/Pt-Grenzfläche entgegenwirkt. Dieser Befund stimmt auch mit dem Experiment von Kim *et al.* [49] überein, die für $\text{AlO}_x/\text{Co}/\text{Ir}$ in der Tat eine positive DMI finden.

Obwohl Resultate der durch Sputterdeposition hergestellten Proben sich nicht direkt auf ideale Grenzflächen, die in Berechnungen der DMI betrachtet werden, übertragen lassen, besteht an dieser Stelle bereits ein deutlicher Widerspruch zwischen Experiment und Theorie. Während theoretische Berechnungen (Diskussion folgt in dem Abschnitt 4.2.2) ausnahmslos ein negatives Vorzeichen für die Co/Ir-Grenzfläche finden, legen diese Experimente das Gegenteil nahe. Die experimentellen Messungen der DMI müssen sich dabei jedoch stets auf die Annahme, dass die DMI einer Cu/Co-, Al/Co- oder AlO_x/Co -Grenzfläche vernachlässigbar ist stützen. Ein weiterer Unterschied zwischen Experiment und Theorie liegt in der Tatsache, dass die Experimente an durch Sputterdeposition hergestellten Schichtsystemen keine idealen Grenzflächen aufweisen, da es zu einer signifikan-

ten Materialdurchmischung kommt und in den meisten Fällen auch polykristalline Filme vorliegen. In einem naiven Bild ist jedoch zu erwarten, dass beispielsweise eine Materialdurchmischung die DMI im Betrag reduziert, nicht aber eine relativ große DMI mit umgekehrten Vorzeichen verursacht. Ohne weitere Informationen ist es an dieser Stelle nicht möglich zu beantworten, ob die Grenzflächenbeschaffenheit eine solch fundamentale Diskrepanz zwischen Experiment und Theorie verursachen kann. An dieser Stelle sorgen insbesondere Untersuchungen der DMI an Grenzflächen, die als nahezu ideal angesehen werden können, für Klarheit.

DMI-Bestimmungen der nahezu idealen Systeme

In dem vorhergehenden Kapitel wurde herausgearbeitet, dass Messungen der DMI an Filmsystemen, die durch Sputterdeposition hergestellt wurden, Werte finden, die durch die reduzierte Grenzflächenbeschaffenheit und insbesondere eine Materialdurchmischung verändert sind. Diese Resultate sind daher für die ideale Grenzfläche, wie sie in Berechnungen betrachtet wird, nur bedingt aussagekräftig. Um die maximal mögliche Vergleichbarkeit mit Ab-initio-Berechnungen herstellen zu können, kann daher die DMI an nahezu idealen Co/Ir(111)- oder Co/Pt(111)-Proben bestimmt werden, deren Kobaltlagen thermisch auf einem gereinigten Einkristall aufgebracht werden. Wie in dem Kapitel 6 diskutiert wird, ist dann eine Materialdurchmischung vernachlässigbar und es liegt eine hohe kristalline Ordnung vor.

Ein solches Experiment wurde für das System Co/Pt(111) bisher noch nicht durchgeführt und in der Literatur lassen sich lediglich zwei entsprechende Untersuchungen [37, 48] der DMI für die Co/Ir(111)-Grenzfläche finden. Beide Veröffentlichungen widersprechen sich jedoch quantitativ und qualitativ, sodass letztlich nicht einmal das Vorzeichen als experimentell gesichert angesehen werden kann.

Perini *et al.* [37] untersuchen mit einem spinpolarisierten Rastertunnelmikroskop (SP-STM) [353] eine pseudomorphe Kobaltmonolage auf einem Ir(111)-Einkristall. Die Wissenschaftler bilden Domänenwände in dieser Kobaltlage ab, können jedoch die Orientierung der Magnetisierung in den Domänenwänden nicht direkt messen. Mit Hilfe eines externen Magnetfeldes, das in der Filmebene ausgerichtet ist, lässt sich jedoch eine Verkipfung der

Domänenwände erzeugen, die konzeptionell als Maß der DMI verwendet werden kann. Da die beobachtete Verkipfung jedoch sowohl durch eine wechselwirkende Spitze verändert wird als auch durch Fremdkörper an verschiedenen Stellen fixiert wird (engl. *pinning*), kann lediglich das Vorzeichen der DMI auf diese Weise bestimmt werden, nicht jedoch der Wert. Perini *et al.* finden eine negative DMI und eine Magnetisierung, die sich im Uhrzeigersinn (clockwise) dreht [37]. Ihr Experiment stimmt daher mit sämtlichen Ab-initio-Berechnungen [36, 37, 54] überein, jedoch nicht mit den Resultaten, die zuvor aus gesputterten Filmen geschlossen wurden.

Im Gegensatz dazu berichten Chen *et al.* [48] genau das Gegenteil, eine Magnetisierung, die sich in einer Domänenwand gegen den Uhrzeigersinn (anticlockwise) dreht, und somit eine positive DMI. Mit Hilfe eines SPLEEMs (engl. Spin-Polarized Low-Energy Electron Microscope) untersuchen Chen *et al.* magnetische Domänenwände in dem thermisch aufgedampften Achtlagensystem $[\text{Ni}_{2\text{ML}}/\text{Co}_{1\text{ML}}]_4/\text{Co}_{1\text{ML}}$ auf einem Ir(111)-Einkristall. Da ein SPLEEM die Abbildung aller drei Magnetisierungskomponenten nacheinander ermöglicht, lassen sich reine Néelwände mit einer Rotation der Magnetisierung gegen den Uhrzeigersinn nachweisen. Dieser Rotationssinn entspricht gemäß Definition in Abschnitt 2.1.4 direkt einer positiven DMI. Des Weiteren beobachten Chen *et al.* im Rahmen der Genauigkeit reine Blochwände, wenn zwei weitere Monolagen Kobalt auf dieser Probe aufgebracht werden. Beide Beobachtungen werden genutzt, um daraus die DMI abzuschätzen⁴.

Die beiden einzigen Untersuchungen, die Aussagen über die DMI als intrinsische Eigenschaft einer Co/Ir(111)-Grenzfläche zulassen, liefern somit widersprüchliche Vorzeichen der DMI. Während Perini *et al.* [37] Domänenwände in einer einzelnen Kobaltmonolage auf einem Ir(111)-Einkristall betrachten, untersuchen Chen *et al.* [48] ein System aus mehreren alternierenden Kobalt- und Nickellagen. Obgleich Letztere daher auch zusätzliche Ni/Co- und Co/Ni-Grenzflächen in ihrer Probe vorliegen haben, lässt sich der Einfluss dieser Grenzflächen auf die DMI vernachlässigen, zumal diese Grenzflächen sich gegenseitig kompensieren. Beide Systeme sollten daher nach aktuellem Wissenstand die gleiche DMI

⁴Der in [48] veröffentlichte Wert der DMI basiert implizit auf der Annahme eines plötzlichen Übergangs von einer reinen Néel- zu einer reinen Bloch-Wand bei einer kritischen Schichtdicke. Diese Annahme ist, wie analytische Berechnungen [22, 147, 388], mikromagnetische Modellierung [22, 100, 147] und experimentelle Untersuchungen [96, 99, 100] zeigen, nicht haltbar. Da die korrespondierenden Autoren dieser Studie trotz mehrfacher Kontaktaufnahme nicht reagiert haben, konnte dieses jedoch nicht mit den Autoren der Studie diskutiert werden. Weitere Informationen sind im Abschnitt 6.2.4 zu finden.

besitzen. Wie erst im Rahmen der vorliegenden Arbeit herausgearbeitet wird (Abschnitt 6.2.4), lässt sich davon ausgehen, dass in [48] jedoch mehrere Fehler⁴ unterlaufen sind, die sowohl zu dem widersprüchlichen Vorzeichen als auch zu einem nicht korrekt abgeleiteten Betrag der angegebenen DMI führen.

4.2.2 Vergleich von Ab-initio-Berechnungen der DMI

Die Dichtefunktionaltheorie (engl. density functional theory, DFT) eröffnet die Möglichkeit über Ab-initio-Berechnungen im Prinzip unabhängig von einer Messung die DMI eines Materialsystems oder einer Grenzfläche zu bestimmen. In der etablierten Verwendung suggerieren Ab-initio- oder auch First-Principles-Berechnungen jedoch nicht, dass keine Annahmen getroffen oder Näherungen gemacht werden. Die Zuverlässigkeit und Präzision dieser DMI-Berechnungen hängt von den gemachten Annahmen ab [111]. Da diese Berechnungen der DMI allerdings nur selten mit einer belastbaren Fehlerabschätzung einhergehen, stellt sich unweigerlich die Frage, wie gut die jeweils getroffenen Annahmen sind und wie belastbar ein über Ab-initio-Berechnung bestimmter Wert ist.

Nach der Veröffentlichung der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchung an Co/Pt(111) [98] evaluierten Zimmermann *et al.* [111] bereits verschiedene Ansätze, mit denen sie aus Berechnungen die DMI der Co/Pt(111)-Grenzfläche ableiteten. Sie fanden abhängig von den zugrunde gelegten Annahmen der Berechnungen Abweichungen von $\pm 17\%$. Bereits bekannt ist, dass die DMI bzw. eine Berechnung der DMI sehr sensitiv auf Details der Bandstruktur [54, 408], die Hybridisierung zwischen den Materialien an der Grenzfläche [54, 408, 409], die Relaxation des Gitters [109] sowie das angenommene Energiefunktional der DFT-Rechnung (z.B. die Spin-Bahn-Wechselwirkung störungstheoretisch [37, 54, 108, 410] oder nur die Wechselwirkung nächster Nachbarn aufeinander zu berücksichtigen [109, 110]) ist. Die Beurteilung der Aussagekraft und Zuverlässigkeit sämtlicher Ansätze überschreitet jedoch den Rahmen dieser experimentellen Arbeit und soll in diesem Abschnitt nicht erfolgen. Hierfür sei auf weiterführende Literatur [38, 111, 408] verwiesen.

An dieser Stelle sollen die Ergebnisse verschiedener Berechnungen für Co/Ir(111) und Co/Pt(111) zusammengetragen und verglichen werden. Dazu werden die verschiedenen

Resultate in eine gemeinsame Einheit, dem auf die Grenzfläche bezogenen Parameter D_s , umgerechnet. Hintergrundinformation zu den gemachten Angaben sind im Anhang A.2 (siehe auch Abschnitt 2.1.5) und A.6 zu finden. Im Anhang A.5 wird zusätzlich die Methodik der konzeptionell unterschiedlichen Ansätze in Kurzform skizziert.

Berechnungen der DMI von Co/Ir(111)

Die Tabelle 4.2 stellt die Resultate vier verschiedener Ab-initio-Berechnungen der DMI eines Co/Ir(111)-Systems gegenüber. Unterschiede bestehen in dem gewählten Ansatz der Berechnung (siehe Anhang A.5 für Hintergrundinformationen), der Orientierung des Kobalts zum Substrat⁵ sowie der Anzahl der betrachteten Kobalt- und Iridiumlagen.

Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Umrechnungen der verschiedenen DMI-Definitionen in [36, 37, 54, 56] auf den (grenz-)flächenbezogenen Parameter D_s lassen sich im Anhang A.6 nachvollziehen und wurden bereits von den verantwortlichen Autoren aus [37, 54] geprüft und bestätigt. Da Yang *et al.* [36, 110] bereits ergänzend zu einer anderen Veröffentlichung [140] direkt eine Formel für die notwendige Umrechnung angeben, wurden diese Autoren nicht zusätzlich kontaktiert. Jadaun *et al.* [56] geben die DMI in derselben Einheit an. Da ihre Untersuchung nach der Veröffentlichung der im Rahmen dieser Arbeit bestimmten DMI von Co/Ir(111) erfolgt, wird in [56] die berechnete DMI in Relation⁶ zu der in dieser Arbeit gemessenen DMI gesetzt, sodass sich die Umrechnung an dieser Stelle erübrigt.

Die verschiedenen Angaben in der Tabelle 4.2 lassen deutliche Abweichungen der berechneten DMI erkennen. Da der auf die Grenzfläche bezogene Parameter D_s bereits die für einen Grenzflächeneffekt typische $1/t$ -Abhängigkeit berücksichtigt (siehe Abschnitt 2.1.5),

⁵An dieser Stelle wird die Orientierung des Kobalts in Bezug auf die Ir(111)-Oberfläche diskutiert. Eine oder zwei Atomlagen können isoliert keine hcp- oder fcc-Stapelung aufweisen. Von Relevanz ist hier welche Gitterplätze das Kobalt auf der Ir(111)-Oberfläche einnimmt. In einer fcc-Stapelung würde eine Kobaltlage das Iridiumgitter fortsetzen während in einer hcp-Stapelung eben genau die hcp-Gitterplätze des Iridiums eingenommen werden.

⁶Jadaun *et al.* [56] verdrehen in ihrem Artikel vereinzelt die Abfolge der Schichten, sodass an diesen Stellen die Vorzeichen der DMI inkorrekt wiedergegeben werden. So geben sie eine DMI von $-1,8 \text{ meV/atom}$ für Ir/Fe oder Ir/Co an, meinen jedoch damit die DMI von Fe/Ir oder Co/Ir. Die DMI von Co/Pt wird wiederum korrekt wiedergegeben.

Autor und Referenz	Ansatz/Methode	Orientierung des Kobalts	Atomlagen (Co/Sub.)	D_s (pJ/m)
Yang <i>et al.</i> [36]	flache Spinsp. in Superzelle (1. Ord.)	hcp	3/3	-0,4
Perini <i>et al.</i> [37]	flache Spinsp. gBT	fcc	1/6	-1,1
Jadaun <i>et al.</i> [56]	Berry-Phase- Theorie	hcp	1/1	-1,8
Belabbes <i>et al.</i> [54]	flache Spinsp. gBT	fcc	1/6	-7,7

Tabelle 4.2: Resultate vier verschiedener Ab-initio-Berechnungen der DMI eines Co/Ir(111)-Systems. Unterschiede bestehen in dem gewählten Ansatz der Berechnung (siehe Anhang A.5 für Hintergrundinformationen zu den Methoden), der Orientierung des Kobalts zum Substrat⁵ sowie der Anzahl der betrachteten Kobalt- und Iridiumlagen. Die Berechnungen von Yamamoto *et al.* [55] wurden nicht wiedergegeben, da die Autoren Werte außerhalb eines realistischen Bereichs veröffentlichen und auf Anfrage einräumten, dass ihre Angaben nur qualitativ mit den anderen Veröffentlichungen verglichen werden sollten. Die Autoren finden für Co/Ir(111) ebenfalls ein negatives Vorzeichen der DMI.

erklärt die unterschiedliche Anzahl der betrachteten Kobaltlagen in den Rechnungen die vorhandenen Abweichungen nicht. Obgleich sich unter den einzelnen Berechnungen der DMI deutliche Abweichungen ausmachen lassen, weisen diese untereinander konsistent ein negatives Vorzeichen auf.

Dieses negative Vorzeichen deckt sich jedoch nicht mit den Resultaten, die an durch Sputerdeposition hergestellten Schichtsystemen gewonnen werden und führt direkt zu der zentralen Fragestellung dieser Arbeit. Unklar ist, ob die reduzierte Grenzflächenqualität der zuvor untersuchten Proben die DMI derart deutlich verändern kann, dass die Abweichungen zwischen Experiment und Theorie hier drin begründet liegen können. Auch zu hinterfragen ist die Aussagekraft der vier Ab-initio-Berechnungen für reale Systeme und inwiefern aus den Berechnungen mögliche Unstimmigkeiten resultieren können. Bereits die deutlichen Abweichungen zwischen den unabhängigen Berechnungen weisen auf den Bedarf eines experimentellen Vergleichswertes hin, der eine Evaluierung der getroffenen Annahmen und Näherungen ermöglicht. Ein sinnvoller Vergleichswert lässt sich jedoch

nur an einem Probensystem bestimmen, das eine Vergleichbarkeit zu den Systemen, die in einer Berechnung betrachtet werden können, aufweist.

Berechnungen der DMI von Co/Pt(111)

Die Tabelle 4.3 stellt Resultate verschiedener Ab-initio-Berechnungen der DMI eines Co/Pt(111)-Systems gegenüber. Aufgeschlüsselt werden die einzelnen Berechnungen nach dem gewählten Ansatz, der Orientierung des Kobalts zum Substrat, sowie der Anzahl der betrachteten Kobalt- bzw. Platinlagen.

Vida *et al.* [109] veröffentlichen Werte der DMI von $-1,98 \text{ meV}$ für eine Kobaltmonolage, die das fcc-Wachstum des Pt(111)-Substrats fortsetzt, und $-1,89 \text{ meV}$ für eine Kobaltlage, die die hcp-Gitterplätze des Substrats einnimmt. Dabei weicht diese Veröffentlichung von der ansonsten etablierten und daher auch in dieser Arbeit verwendeten Konvention negative Vorzeichen für eine im Uhrzeigersinn rotierende Spinkonfiguration zu verwenden ab, sodass diese Werte einer energetisch günstigeren Rotation gegen den Uhrzeigersinn entsprechen. Angeregt durch den im Rahmen dieser Arbeit vorangetriebenen Vergleich zwischen verschiedenen Berechnungen und Definitionen veröffentlichte die gleiche Gruppe eine Umrechnung [38] sowohl des von ihnen bestimmten Wertes für die fcc-Stapelung als auch der Werte aus [107, 108, 110] ineinander. Diese Umrechnung soll an dieser Stelle nicht wiederholt werden und es lässt sich bereits von dem in [38] angegebenen Wert für fcc-Wachstum von $d_{\text{tot}} = 2,86 \text{ meV}$ ausgehen. Entsprechend skaliert liefert die DMI-Bestimmung bei hcp-Wachstum $2,73 \text{ meV}$. Beide Werte lassen sich mit der Gleichung 2.22 in die angegebenen DMI-Stärken der Tabelle 4.3 überführen.

Abgesehen von der verhältnismäßig hohen DMI, die Belabbes *et al.* [54] für Co/Pt(111) angeben, liegen die berechneten Werte verhältnismäßig nahe beieinander und es lassen sich Abweichungen von $\pm 25\%$ um einen Wert von $3,6 \text{ pJ/m}$ ausmachen. Zimmermann *et al.* [111] haben dabei systematisch den Einfluss verschiedener Ansätze betrachtet und können diese Abweichungen auf die mit den verschiedenen Ansätzen verbundenen Annahmen und Näherungen zurückführen. Wie Vida *et al.* [38, 109] zeigen können, sind die Unterschiede, die zwischen einer fcc- und einer hcp-Anordnung der ersten Kobaltlage in Bezug auf das Pt(111)-Substrat entstehen, im Vergleich dazu verhältnismäßig gering ($\pm 4\%$). Gleiches

Autor und Referenz	Ansatz/Methode	Orientierung des Kobalts	Atomlagen (Co/Sub.)	D_s (pJ/m)
Freimuth <i>et al.</i> [107]	Berry-Phase- Theorie	hcp	3/10	2,7
Dupé <i>et al.</i> [108]	flache Spinsp. gBT	fcc	1/5	3,0
Vida <i>et al.</i> [109] und E. Simon <i>et al.</i> [38]	KKR	fcc	1/10	2,9
		hcp		2,7
Yang <i>et al.</i> [110]	flache Spinsp. in Superzelle (1. Ord.)	hcp	1/3	4,3
			2/3	2,9
			3/3	3,1
Yang <i>et al.</i> [36]	flache Spinsp. in Superzelle (1. Ord.)	hcp	2/3	2,9
			3/3	3,1
			4/3	3,0
			5/3	3,0
Zimmermann <i>et al.</i> [111]	KKR	fcc	1/5	3,5
	KKR gefittete Spinsp.-Energie			3,0
	flache Spinsp. gBT			3,0
	kegelförmige Spinsp. gBT			2,9
	flache Spinsp. in Superzelle			3,2
	flache Spinsp. in Superzelle (1. Ord.)			4,4
	kegelförmige Spinsp. in Superzelle			4,1
Jadaun <i>et al.</i> [56]	Berry-Phase- Theorie	hcp	1/1	2,6
Belabbes <i>et al.</i> [54]	flache Spinsp. gBT	fcc	1/6	12,5

Tabelle 4.3: Resultate verschiedener Ab-initio-Berechnungen der DMI eines Co/Pt(111)-Systems.

stellen Zimmermann *et al.* [111] fest. Da letztere für eine hcp-Stapelung nur marginal abweichende Werte der DMI zur fcc-Stapelung vorfinden, werden diese Werte jedoch nicht zusätzlich in der Tabelle 4.3 wiedergegeben. Yang *et al.* [36, 110] zeigen weiter, dass die Anzahl der betrachteten Kobaltlagen auf die DMI keinen Einfluss hat, insofern mehr als nur eine Kobaltlage betrachtet werden. Die implizit angenommene $1/t$ -Abhängigkeit der DMI-Konstante D_s trifft demnach sehr gut zu.

Obwohl auch in der Tabelle 4.3 Abweichungen zwischen den Rechnungen zu erkennen sind, liefern die verschiedenen Ansätze ein konsistentes Bild und leiten eine verhältnismäßig hohe DMI für Co/Pt(111) ab. Lässt man sowohl für Co/Pt(111) als auch für Co/Ir(111) den im Betrag deutlich größeren Wert von Belabbes *et al.* [54] außer Acht, so fällt auf, dass die Abweichung, die zwischen den für Co/Ir(111) abgeleiteten Werten [36, 37, 56] liegen, sich durchaus im Rahmen der Abweichungen befinden, die Zimmermann *et al.* [111] für unterschiedliche Ansätze an Co/Pt(111) finden.

4.2.3 Schlussfolgerung

Zusammenfassend muss festgestellt werden, dass Messungen der DMI an Filmsystemen, die über Sputterdeposition hergestellt werden, von Ab-initio-Berechnungen stark abweichende Resultate finden. Während Messungen der DMI für Ir/Co/Pt in einem Bereich von $D_s = 0,3 \text{ pJ/m}$ bis $1,7 \text{ pJ/m}$ liegen, leiten Ab-initio-Berechnungen eine DMI von rund $3,5 \text{ pJ/m}$ [36] ab. Als Ursache dieser Abweichung kann die verminderte Grenzflächenqualität der experimentell untersuchten Filmsysteme ausgemacht werden, die zu einer Reduktion der DMI führt. Da die Qualität der Grenzflächen auch unter den Experimenten verschiedener Arbeitsgruppen variiert, bestehen ebenso starke Abweichungen unter den Experimenten für nominell gleiche Systeme. Messungen an durch Sputterdeposition hergestellten Ir/Co/Pt- oder Pt/Co/Ir-Schichten beobachten gegenüber Berechnungen an idealen Proben im Betrag reduzierte Werte der DMI, die jedoch im Vorzeichen konsistent sind.

Die Bestimmung der DMI einer einzelnen Grenzfläche, stellt für eine Vielzahl experimenteller Untersuchungen eine zusätzliche Herausforderung dar. Kritisch zu reflektieren ist stets, inwiefern der Einfluss der zweiten Grenzfläche im Experiment vernachlässigt

werden kann. Typischerweise werden Grenzflächen mit Kupfer, Aluminium oder AlO_x verwendet und bspw. in [51] dann angenommen, dass an einem Al/Co/Pt-Schichtsystem die DMI der Co/Pt-Grenzfläche bestimmt wurde. Während auf diese Weise für die Co/Pt-Grenzfläche im Vergleich zu Ab-initio-Berechnungen stets eine im Betrag reduzierte DMI gemessen wird, wird von verschiedenen Wissenschaftlern für die Co/Ir-Grenzfläche ein zu Berechnungen abweichendes Vorzeichen angegeben [43, 49–53]. Obwohl in Fachzeitschriften wenig differenzierte Aussagen wie „Based on the results in previous reports, the sign of the iDMI at the Ir/Co interface is the same as that of the Pt/Co interface.“ zu finden sind [49]⁷, wurde in diesem Kapitel ausgearbeitet, dass die tatsächliche Situation komplexer ist. Zum einen ist davon auszugehen, dass durch eine reduzierte Grenzflächenqualität der durch Sputterdeposition hergestellten Proben die DMI verändert wird und damit keine intrinsische Eigenschaft der Co/Ir- oder Co/Pt-Grenzfläche gemessen wird. Zum anderen sollte, zumindest wenn Grenzflächen mit einer verhältnismäßig kleinen DMI untersucht werden, auch die Annahme, dass die DMI der zweiten Grenzfläche vernachlässigbar ist, als kritisch eingeordnet werden. Ebenso sind jedoch auch fehlerhafte Ableitungen von Ab-initio-Berechnungen denkbar.

Da somit mehrere Unklarheiten bestehen, erscheint es notwendig die DMI an einer einzelnen Grenzfläche zu untersuchen, die dem idealen System besonders nahe kommt. Auf diese Weise ließe sich beispielsweise zunächst das Vorzeichen für die ideale Co/Ir-Grenzfläche klären und eine Vergleichbarkeit zu den Berechnungen herstellen. Dies können Filmsysteme, die über Sputterdeposition hergestellt werden, nur bedingt leisten, da Eigenschaften wie die Grenzflächenrauigkeit oder die Materialdurchmischung nicht nur experimentell schwierig zu charakterisieren sind, sondern auch problematisch in eine Berechnung zu integrieren sind. Ebenfalls konnten Berechnungen bisher noch nicht den Einfluss eines polykristallinen Aufbaus berücksichtigen, weshalb beispielsweise die Auswirkung einzelner Korn- bzw. Kristallitgrenzen auf die DMI noch offen ist.

In Kapitel 6 wird die DMI epitaktisch gewachsener Co/Ir- und Co/Pt-Grenzflächen untersucht, die sich mit den Systemen einer Ab-initio-Berechnung vergleichen lassen. Des Weiteren wird nachgewiesen, dass die DMI einer Co/Ir- und Co/Pt-Grenzfläche das entgegengesetzte Vorzeichen besitzt. Die entsprechende aus Ab-initio-Berechnungen abgeleitete

⁷Die Probenomenklatur in [49] weicht zu der vorliegenden Arbeit ab, sodass an dieser Stelle mit „Ir/Co“ und „Pt/Co“ die Co/Ir- und Co/Pt-Grenzflächen gemeint sind.

Aussage wird daher bestätigt. Des Weiteren kann die durchgeführte Untersuchung als ein Ausgangspunkt verstanden werden, um zu verstehen, warum Untersuchungen an durch Sputterdeposition hergestellten Schichtsystemen bspw. durch eine Materialdurchmischung ein anderes Vorzeichen der DMI von Co/Ir(111) messen.

Über die Bedeutung der DMI einer einzelnen Grenzfläche hinaus, bietet die durchgeführte Untersuchung bereits die Möglichkeit verschiedene Ansätze in Ab-initio-Berechnungen der DMI zu evaluieren. So wird sich zeigen, dass bspw. die von Perini *et al.* [37] berechnete DMI für Co/Ir(111) mit den Resultaten dieser Arbeit sowohl qualitativ als auch quantitativ übereinstimmt. Die Berechnungen von Yang *et al.* [36], Jadaun *et al.* [56] und Belabbes *et al.* [54] liefern im Gegensatz hierzu lediglich eine qualitative Übereinstimmung, im Vorzeichen und der Größenordnung, und weichen quantitativ um rund -70% , $+70\%$ und $+590\%$ ab.

5 Magnetisierungsdynamik im SEMPA

Eine Schlüsselrolle, um das Speichern und Verarbeiten von Informationen in zukünftigen magnetischen Datenträgern untersuchen zu können, nimmt die Entwicklung von Abbildungstechniken ein, die in der Lage sind, periodisch wiederholbare Prozesse aufzuzeichnen. So konnte die Entwicklung und Optimierung der zeitaufgelösten Röntgentechniken MTXM, STXM und XPEEM bereits zahlreiche, eindrucksvolle Einblicke in die Dynamik magnetischer Vortizes oder Antivortizes bieten [185, 328, 337–349, 352] und damit maßgeblich zu deren Verständnis beitragen. In diesem Kapitel wird nun das neu entwickelte Konzept der zeitaufgelösten SEMPA (TR-SEMPA) vorgestellt und demonstriert.

Dieses Konzept unterscheidet sich grundlegend von der stroboskopischen Aufnahme, wie sie beispielsweise in den erwähnten Röntgentechniken Anwendung findet. Alle zeitaufgelösten Abbildungstechniken, die zuvor in dem Abschnitt 3.6 gegenübergestellt wurden, bündeln ihre Sondenteilchen (Photonen oder Elektronen) zu einem kurzen Signalpuls, der die Magnetisierung in einem kurzen Zeitfenster abfragt. Die Aufnahme der Magnetisierung zu verschiedenen Zeiten bietet dann die Möglichkeit, periodische Prozesse zeitaufgelöst abzubilden.

Ein vergleichbares Konzept wird auch für die zeitaufgelöste Rasterelektronenmikroskopie (ohne Polarisationsanalyse) genutzt [411–414]. In einem zeitaufgelösten Rasterelektronenmikroskop werden durch Pulsen des Primärelektronenstrahls [411] oder durch Modulation der Detektorsignale [413, 414] einzelne Bilder, die jeweils einem Teil einer Anregungsperiode entsprechen, nacheinander aufgezeichnet. Nachdem das erste Bild in einem festen Zeitfenster aufgenommen wurde, wird eine zeitliche Verzögerung eingestellt und das zweite Bild des Films kann aufgezeichnet werden. Ein Film aus 10 Bildern benötigt daher in diesem stroboskopischen Ansatz die 100-fache Messzeit eines einzelnen statischen Bildes gleicher Qualität¹. Da die SEMPA bereits ein vergleichsweise langsames Messverfahren

¹Die 100-fache Messzeit entsteht, da in diesem Fall eine Probe stets nur in einem Zehntel der Messzeit belichtet werden kann und somit jedes einzelne Bild bereits die 10-fache Messzeit benötigt. Bei 10 Bildern ergibt dies daher die 100-fache Messzeit.

ist (siehe Abschnitt 3.6), eignet sich ein solches stroboskopisches Messkonzept für die TR-SEMPA nicht. Bereits die Aufnahme eines Bildes guter Qualität benötigt im statischen SEMPA eine Messdauer von rund 10 Minuten. Die Aufnahme eines dynamischen Prozesses in 10 Bildern entspräche daher einer Messzeit von 1000 Minuten. Eine so lange Messzeit wäre konzeptionell zwar umsetzbar, jedoch nur von geringem praktischen Nutzen.

Aus diesem Grund wird ein Messkonzept entwickelt, das alle Bilder eines Films gleichzeitig aufzeichnet und daher konzeptionell alle Sekundärelektronen, die zur Verfügung stehen, nutzt. Der Primärelektronenstrahl ist kontinuierlich auf die Probe gerichtet und wird nicht gepulst, sodass zu zufälligen Zeitpunkten Sekundärelektronen aus der Probe ausgelöst werden. Jedes einzelne Sekundärelektron, das anschließend den LEED-Detektor passiert, wird nach seiner Ankunftszeit relativ zu einem Anregungssignal eingruppiert und trägt zu einem der synchron aufgezeichneten Bilder bei. Auf diese Weise benötigt ein Film aus zehn Bildern lediglich die zehnfache Messzeit eines einzelnen statischen Bildes. Anstelle von 10 min wären dann 100 min zu messen, sodass das entwickelte Messkonzept deutlich effektiver als der stroboskopische Ansatz ist. Der Nachteil dieses Konzeptes ist jedoch, dass nur eine erheblich geringere zeitliche Auflösung realisiert werden kann, als sie beispielsweise durch das Pulsen des Primärelektronenstrahls möglich wäre [318].

In folgenden Abschnitten werden die genannten Aspekte ausführlich betrachtet. Zunächst wird in Abschnitt 5.1 die entwickelte Technik der TR-SEMPA vorgestellt und anhand der Oszillation eines magnetischen Vortex demonstriert. Des Weiteren wird experimentell die zeitliche Auflösung des verwendeten Aufbaus bestimmt. In dem anschließenden Abschnitt 5.2 wird detailliert untersucht, welche Faktoren diese zeitliche Auflösung im TR-SEMPA bestimmen. Es wird herausgestellt, inwiefern weitere Verbesserungen der zeitlichen Auflösungen möglich sind und welche Auflösung sich konzeptionell unter vertretbarem Aufwand erreichen lässt. Der anschließende Abschnitt 5.3 befasst sich bereits mit einer Anwendung der TR-SEMPA. Untersucht wird die Kopplung zwischen magnetischen Vortices und Antivortices, die beide aktuell im Kontext potenzieller magnetischer Datenspeicher diskutiert werden. Im Anschluss an das Kapitel wird ein Ausblick auf zukünftige Anwendungen der TR-SEMPA gegeben.

5.1 Realisierung der zeitaufgelösten SEMPA

In diesem Abschnitt soll das neu entwickelte Konzept der TR-SEMPA vorgestellt werden. Es wurde von FKT (Autor der Dissertation) im Rahmen seiner Masterarbeit [371] realisiert und während des anschließenden Dissertationsprojektes noch weiterentwickelt. Die Resultate konnten bereits in der Zeitschrift „Applied Physics Letters“ veröffentlicht werden, sodass im Folgenden der Artikel „Time-resolved scanning electron microscopy with polarization analysis“ aus dieser Zeitschrift reproduziert wird. Der Artikel enthält maßgeblich Resultate von FKT, wurde aber gemeinsam mit anderen Wissenschaftlern angefertigt. Zunächst werden daher die Beiträge der einzelnen Autoren offengelegt.

Die konzeptionelle Idee, die Verwendung findet, stammt von Robert Frömter. Sie wurde von FKT realisiert, der dabei von Stefan Rößler und Robert Frömter unterstützt wurde. Die gezeigten Messungen und Daten stammen ebenfalls von FKT und wurden insbesondere mit Robert Frömter und Hans Peter Oepen diskutiert. FKT hat des Weiteren den vorgestellten Ansatz, um die zeitliche Auflösung des Aufbaus zu messen, entwickelt und umgesetzt. Die bisher nicht erwähnten Autoren haben bei der Probenpräparation oder der Anfertigung eines neuen hochfrequenzfähigen Probenträgers mitgewirkt.

Der folgende Artikel wird unter Zustimmung von AIP Publishing aus Robert Frömter, Fabian Kloodt-Twesten et al., Time-resolved scanning electron microscopy with polarization analysis, Appl. Phys. Lett. 108, 142401 (2016); doi: 10.1063/1.4945053. reproduziert.

Time-resolved scanning electron microscopy with polarization analysis

Robert Frömter,^{1,2,a)} Fabian Kloodt,¹ Stefan Rößler,¹ Axel Frauen,¹ Philipp Staeck,¹ Demetrio R. Cavicchia,^{1,b)} Lars Bocklage,^{3,2} Volker Röbisch,⁴ Eckhard Quandt,⁴ and Hans Peter Oepen^{1,2}

¹*Institut für Nanostruktur-und Festkörperphysik, Universität Hamburg, Jungiusstraße 11, 20355 Hamburg, Germany*

²*The Hamburg Centre for Ultrafast Imaging, Luruper Chaussee 149, 22761 Hamburg, Germany*

³*Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Notkestraße 85, 22607 Hamburg, Germany*

⁴*Institute for Materials Science, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, 24143 Kiel, Germany*

(Received 24 January 2016; accepted 17 March 2016; published online 4 April 2016)

We demonstrate the feasibility of investigating periodically driven magnetization dynamics in a scanning electron microscope with polarization analysis based on spin-polarized low-energy electron diffraction. With the present setup, analyzing the time structure of the scattering events, we obtain a temporal resolution of 700 ps, which is demonstrated by means of imaging the field-driven 100 MHz gyration of the vortex in a soft-magnetic FeCoSiB square. Owing to the efficient intrinsic timing scheme, high-quality movies, giving two components of the magnetization simultaneously, can be recorded on the time scale of hours. © 2016 AIP Publishing LLC.

[<http://dx.doi.org/10.1063/1.4945053>]

Motivated by the need for data storage devices with ever-faster switching times and higher densities, considerable effort has been spent over the past years to develop techniques that can image magnetic processes at high spatial and temporal resolution. Laser-based methods can routinely access the fs regime, but with μm limited resolution, for instance in scanning Kerr microscopy.¹ Only with the advent of shorter-wavelength, time-structured synchrotron radiation the required nm length scale became accessible, e.g., in scanning transmission x-ray microscopy.² At free-electron lasers, recently the combination of 10 fs and 50 nm imaging was demonstrated using holography.³ Electron-based techniques like x-ray photoelectron emission microscopy have been employed at the synchrotron,⁴ and time-resolved magnetic Lorentz-microscopy is under development.⁵ On much smaller, atomic length scales the development of time-resolved spin-polarized scanning tunneling microscopy has started.⁶

Scanning electron microscopy with polarization analysis (SEMPA), which has been pioneered 30 years ago,^{7–9} is the integration of secondary-electron spin-polarization analysis into an SEM operated in ultrahigh vacuum (UHV). It offers the unique combination of high surface sensitivity (less than 1 nm in depth) and vectorial magnetic imaging at a lateral resolution down to 3 nm.¹⁰ Vectorial imaging means that due to the scattering process used for spin analysis, two components of the local magnetization are detected simultaneously. These can be either both in plane, like in the experiment shown here, or one in plane and the perpendicular component, which can be achieved either by a 90°-bent detector axis⁹ or by controlled spin rotation.¹¹ Therefore, the local angle of magnetization can be determined with high accuracy—better than 4° in the examples of Refs. 12 and 13.

We show in this letter, how imaging on the ns time scale can be efficiently performed in SEMPA, mainly by *ex-situ* modifications of the signal-processing scheme. At the heart of this scheme is the technical implementation of the spin detector in counting mode, i.e., the asymmetries representing the magnetic contrast are calculated from the electron counts in each of four channels during a fixed time interval. In our case, the detector is of the W(001) spin-polarized low-energy electron diffraction (SPLEED) type, so the four counters represent the intensities of the four LEED [2,0] beams at 104.5 eV.¹⁴ Each single electron being diffracted into one of the four beams is amplified by a multichannel-plate assembly into a current pulse of about 2 ns width. So far, only the number of electrons has been counted to measure the currents of about 170 fA in each LEED beam (corresponding to 10⁶ counts/s) with minimum (Poisson) noise. With present-day electronics, it becomes feasible not only to count the number of pulses but also to record the arrival time of each of these pulses in real time with sub-ns resolution. When a periodically driven magnetic state is imaged, the counts can thus be grouped into time slices according to their phase with respect to the driving signal. If we assume equal transit times for all electrons passing through the detector, the time evolution at the detector will differ from the one at the sample surface only by a constant phase. As a result, during a single scan of the image, not only the time-averaged polarization at each pixel is determined but also we obtain a movie of the time evolution of the magnetic sample over the driving period with the selected number of time slices as frames.

The SEMPA instrument used for the time-resolved experiments is described in detail in Ref. 14. We have modified the sample stage to include GHz wiring and connection of the sample. A pattern generator and an oscilloscope can be attached to generate the ac drive current and monitor its transmission through the sample. During the measurements, the inverted output of the pattern generator is connected to the return line to reduce the voltage modulation at the

^{a)}Author to whom correspondence should be addressed. Electronic mail: rfromte@physik.uni-hamburg.de.

^{b)}Present address: GLP Intellectual Property Office, Viale Europa Unità 171, 33100 Udine, Italy.

sample. A schematic of the setup is shown in Fig. 1. The single electrons diffracted into the four LEED beams are first amplified in vacuum by a multichannel-plate assembly. Following *ex-situ* capacitive high-voltage decoupling, the voltage pulses are electronically amplified to give pulses in the 10 mV–200 mV range with a width of 2 ns. The timing of these pulses is analyzed using a 6 channel multiple-event time-to-digital converter (TDC) running with a base clock of 10 GHz (MCS6A from FAST ComTec GmbH). For each cycle, the pattern generator driving the magnetization dynamics sends a start trigger to the TDC. The arrival time of each of the single electron pulses is measured with respect to this start trigger with a time resolution of 100 ps. Pulse detection is performed with respect to a fixed level and leading-edge or constant-fraction timing is used. The timestamps from all pulses together with the channel information are transferred in real time from the TDC to the computer, which then sorts the events into the corresponding time slices and pixels of the image. Thus, the whole time evolution is recorded one pixel after the other. To increase the duty cycle of the measurement, the internal clocks of pattern generator and TDC are synchronized by an additional 10 MHz line, which allows acquiring a large number of cycles at once without waiting for each start trigger.

As test system, the gyrotropic motion of a vortex core in a soft-magnetic microstructure excited by an alternating magnetic field was chosen. Since its first experimental observation in 1984¹⁵ the vortex gyration has been extensively studied, both theoretically^{16,17} as well as experimentally.^{18–20} The sample investigated here consists of a series of FeCoSiB squares with a side length of $3.5\ \mu\text{m}$, structured from 60 nm thick $\text{Fe}_{70}\text{Co}_{8}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ on top of a gold microstrip on sapphire (see Fig. 2). FeCoSiB, while having a similarly low magnetic anisotropy as Permalloy, shows a much stronger image contrast in SEMPA due to the higher spin polarization of iron compared to nickel. For the microstrip, 150 nm gold was sputtered onto a 24 nm chromium seed layer on polished $\text{Al}_2\text{O}_3(0001)$.

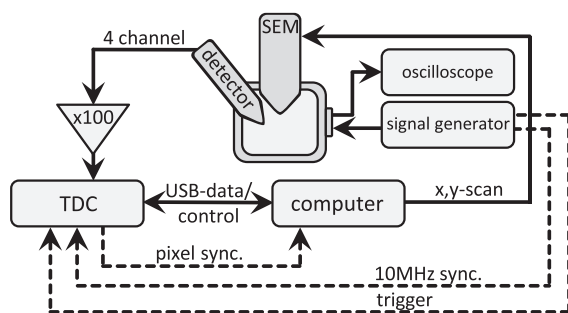


FIG. 1. Sketch of the wiring of the time-resolved SEMPA. The SEM column, spin-detector, and UHV chamber are schematically drawn in the center. A signal generator is connected via SubMiniature-A-feedthroughs to the sample holder to drive the current for the periodic magnetic excitation. The return current from the microstrip can be monitored via a scope. During experiments, an inverted driving voltage from the signal generator is applied to the return lead. For synchronization, the TDC receives a trigger signal at the beginning of each cycle. An additional 10 MHz signal synchronizes the internal clock of both devices. The TDC creates a timestamp in multiples of 100 ps for each count on any of the four detector channels, specifying the channel and delay with respect to the trigger. This data is then sorted and counted into time slices by a computer. After data transfer, the computer moves the SEM beam to the next position.

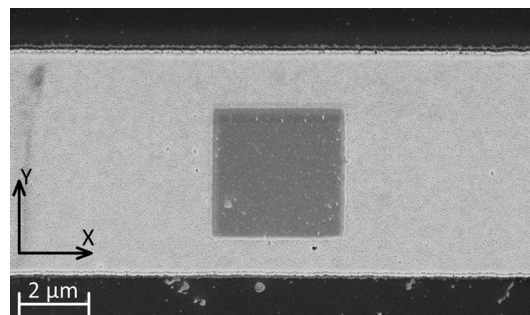


FIG. 2. SEM image of the 60 nm $\text{Fe}_{70}\text{Co}_{8}\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ sample. A $3.5\ \mu\text{m}$ sized square is structured in the magnetic film, that has been sputtered on a microstrip prepared from $\text{Au}(150\text{ nm})/\text{Cr}(24\text{ nm})$ on a polished sapphire (0001) substrate. According to the indicated coordinate system, a current flowing in positive x-direction will generate an Oersted field in the negative y-direction at and above the position of the square.

The $5\ \mu\text{m}$ wide microstrip was then structured using positive photoresist and subsequent low-energy argon milling. Following an O_2 -plasma cleaning, the 60 nm FeCoSiB film and a 3 nm tantalum cap layer were sputtered onto the structure at room temperature.²¹ Using e-beam lithography with a negative resist the squares were patterned and finally structured by low-energy argon milling. The tantalum cover was removed inside the SEMPA chamber by argon ion milling before the experiment.

Static SEMPA measurements at remanence show that all squares are in the magnetic Landau state. An alternating current is driven through the gold microstrip to create an Oersted field at the position of the FeCoSiB squares. This field is oriented perpendicular to the wire and primarily within the film plane. Far below resonance, this field increases (decreases) the size of the Landau domain that is aligned (anti)parallel with the field to minimize the Zeeman energy, which results in a linear oscillation of the vortex along the wire axis. The driving frequency of 100 MHz used in this experiment is well below the resonance, which is expected around 250 MHz for the prepared FeCoSiB squares. To obtain dynamics with reasonable amplitude, we therefore use a current of 48 mA amplitude, driven by a potential difference of 2.4 V_{pp} along the wire. This voltage drop and current affect the primary electron beam. While the Oersted field of the current results in an x-deflection of the beam, the electric potential causes a y-deflection. The reason for the latter motion is that the primary electrons are permanently deflected in $-y$ direction by the static electric field from the first electrode of the spin detector. The magnitude of the resulting shift depends on their kinetic energy, which is modulated by the sample potential. To reduce this effect, we applied an antisymmetric drive voltage of $\pm 1.2\ \text{V}_{\text{pp}}$ to both sides of the microstrip, so that in the center of the strip the potential remained constant. This also maintains constant and optimized working conditions for the spin analyzer, as a potential modulation at the sample modulates the kinetic energy of the secondaries. In Fig. 3(c), the image shift due to the deflection of the primary beam is plotted, as extracted from the apparent motion of the FeCoSiB square in the sum image, i.e., the sum of the four spin images. Using error functions to fit the edges, a sinusoidal shift is obtained. We find peak-to-peak amplitudes of 70 nm in x- and 60 nm in y-directions, corresponding to about 2 pixels in the

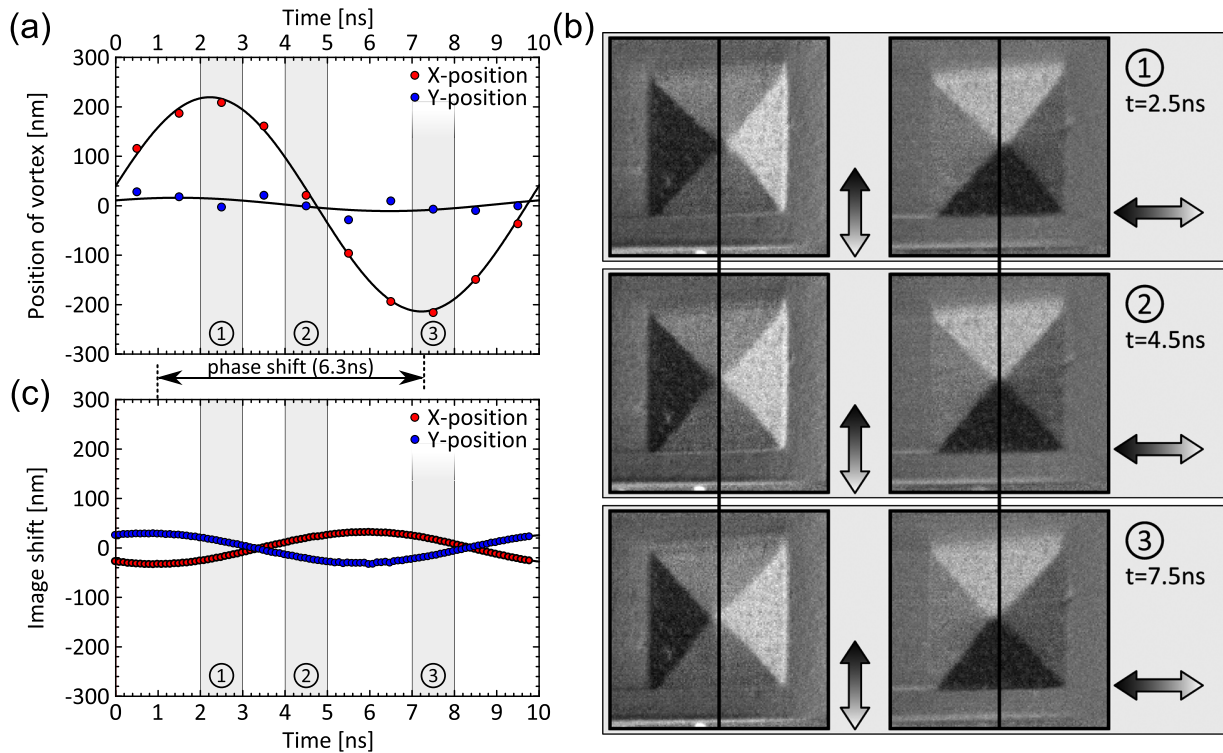


FIG. 3. Time-resolved SEMPA measurement of the vortex gyration. An antisymmetric drive voltage of ± 1.2 V_{pp} (100 MHz) has been applied to both ends of the microstrip. Panel (b) shows three image pairs from a movie containing 10 frames of 1 ns each at the given delays. The image contrast corresponds to the in-plane magnetization along the two directions indicated by arrows and reveals the Landau state. A current-driven motion of the vortex structure along the x-direction (horizontal) is clearly visible. The linked multimedia file shows the two component images together with the sum image assembled to a movie containing all 10 frames. To quantify this observation the position of the vortex in x and y directions is extracted. The displacement as a function of delay time is plotted in (a). The displacements as well as the images in (b) are already corrected for the small image shift given in (c), which has been obtained from the apparent motion of the whole structure in the sum image. (Multimedia view) [URL: <http://dx.doi.org/10.1063/1.4945053.1>]

image. This systematic and easy-to-determine image shift is already corrected in the following magnetic images and in the analysis of the vortex motion.

Fig. 3(b) (Multimedia view) shows the images taken with the two polarization axes sensitive to the two in-plane components of magnetization for three different delay times (2.5 ns, 4.5 ns, and 7.5 ns). Black/white arrows indicate the magnetization component in the respective image. A primary beam of 6 nA at 7 kV was used. The raster of 150×150 pixels was scanned 300 times, using automatic drift correction between frames. We measured at the full time resolution of the TDC (100 ps) for a total dwell time of 252 ms per pixel, corresponding to 94 min active measurement time. With the present software, the total measurement took 266 min due to internal dead times of the TDC and processing delays of the computer. The development of more efficient device communication and timings will further increase the measurement efficiency. The contrast in the magnetic component images is much smaller than in the sum image, where the full time resolution was used in the analysis. To improve the contrast-to-noise ratio (CNR), the counts of 10 contiguous time slices have been summed up during data processing and appointed to a single slice of 1 ns. A displacement of the vortex is clearly visible in the images. To quantify the displacement, the time-dependent vortex position in x and y directions is analyzed in Fig. 3(a). A sinusoidal motion, predominantly along the wire axis, is found with peak-to-peak amplitude of 440 nm. This motion is consistent with the expected excitation of the structure driven

below the resonance frequency. The amplitude of vortex motion is much larger than the previously discussed image shift. A phase difference between image shift in x-direction (Oersted field) and vortex displacement of 6.3 ns can be determined from comparing the positions of the minima in both graphs. In this way, not only the amplitude of a driven dynamics but also the phase with respect to a driving current or field can be extracted and analyzed.

To determine the time resolution of our instrument, we analyze the motion blur of a sharp sample edge as a result of the image shift. Here, we applied a symmetric drive voltage to obtain a large image shift in y direction. Fig. 4 shows the width and position of the edge of a square (see inset) as a function of time during the driving cycle. To obtain a stronger effect, a square wave of 110 MHz was used instead of a harmonic excitation. The shape of the driving voltage coincides very well with the observed image shift, so no direct bandwidth limiting effect is apparent from the edge position. During the abrupt voltage change, however, a widening of the edge is observed, which is due to the temporal overlap of images from different real times. This motion blur effect is proportional to the velocity of the moving image $v(t)$. In analogy to spatial resolution, we define the temporal resolution as $2\sigma_t$ (approximately the full width at half maximum) of a Gaussian convolution or blur in time, where σ denotes the standard deviation. The observed edge width $2\sigma(t)$ is the Pythagorean sum of static edge width $2\sigma_0$ and motion blur $2\sigma_t v(t)$. The dashed line in Fig. 4 indicates a peak velocity of

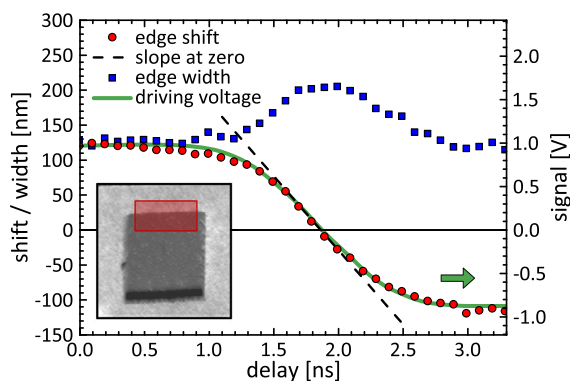


FIG. 4. Determining the time resolution. Position (red dots) and width (blue squares) of the upper edge of the square (see inset) for a symmetric square-wave driving voltage at 110 MHz (green line; right scale). The image shift closely follows the driving voltage, which indicates a time resolution better than the bandwidth of the signal generator. However, the spatial image resolution given by the blue squares is reduced (the given 2σ value of a fitted Gaussian blur increases by 70 nm) where the velocity of the image shift is maximum. The size of this motion blur effect allows extracting the time resolution in our setup using the peak velocity of (210 ± 10) m/s from the slope of the edge shift. As a result, we find a time resolution of (720 ± 80) ps.

(210 ± 10) m/s of the edge shift, while the edge width varies from $2\sigma_0 = (130 \pm 10)$ nm to (200 ± 10) nm at peak velocity. This results in a time resolution of $2\sigma_t = (0.72 \pm 0.08)$ ns.

Two factors potentially limit the time resolution in the present setup. One is the uncertainty in timing of the pulses that is caused by the wide pulse height distribution from a Chevron channelplate assembly²² considering the pulse width of 2 ns. We observed that using constant-fraction instead of leading-edge timing improves the time resolution by about 250 ps. As Chevron channelplate assemblies with 150 ps pulse width and 20 GHz TDC are commercially available, the limit from the detection side will be below 100 ps at present.

The second limitation is given by time jitter of the electron transit through the spin analyzer. As the secondary electrons emitted from the sample possess an energy spread of some eV and a cosine-type angular distribution, electrons emitted at the same time at the sample will hit the detector at slightly different times. Trajectory calculations show a total transit time of about 11 ns for our detector, during which a jitter of about 0.6 ns is picked up. Approximately 20% of this jitter is accumulated during initial acceleration of the secondary electrons into the spin detector, another 40% during transit at scattering energy (104.5 eV), and the final 40% at the retarding grid, blocking the additional secondary electrons that originate from the tungsten surface. It can be expected that with an optimized detector design a factor two to four in time resolution could be gained.

The acquisition time in SEMPA depends on the required CNR of an image, where the noise is given by the Poisson statistics of the number of single electron counts in each pixel.¹⁴ For clean iron or cobalt, with an average secondary-electron spin polarization of about 40%, a good CNR of 25 can be obtained at a dwell time of 10 ms per pixel and 6 nA primary current for our detector. Thus, a reasonably detailed image containing 250×250 pixels will take about 10 min. The data acquisition scheme for time-resolved SEMPA presented here has the advantage that the total acquisition time

for a movie scales only linearly with number of frames. This can be easily understood from the fact that the TDC is running at a fixed duty cycle (30%–90% depending on communication overhead), so a fixed fraction of counts occurring during the measurement is constantly filled into one of the frames. In contrast, for a stroboscopic scheme, where the beam or detector was blanked for all times, but for the currently measured frame, an unfavorable scaling with the square of the number of frames resulted. A peculiar consequence of this linear scaling is that the acquisition time is independent of the actual duration of the frames and thus the time scale. To record 10 frames of 1 ns, each requires the same acquisition time as to record 10 frames of 1 ms. However, a process where the initial dynamics needs to be analyzed on the 1 ns scale while the restoration period needs 1 ms required 100 times longer to record. It should also be noted that for the gyrating vortex presented above, on average for every 15 rotations of the vortex an electron is actually counted in one of the four channels.

Time-resolved SEMPA is introduced as a powerful tool for the study of nanometer-scale cyclic magnetization dynamics. It covers the whole range from nanosecond time-scales down to the static case. In addition to the time evolution of a magnetic system, the relative phase of the driving current can be extracted from the image shift. The unique properties of SEMPA, i.e., surface sensitivity and vectorial imaging, as well as the benefits of working on a solid surface with the potential for temperature control and single-crystal epitaxy are maintained.

The development was supported by DFG within SFB668.

- ¹W. K. Hiebert, A. Stankiewicz, and M. R. Freeman, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1134 (1997).
- ²Y. Acremann, V. Chembrolu, J. P. Strachan, T. Tylliszczak, and J. Stöhr, *Rev. Sci. Instrum.* **78**, 014702 (2007).
- ³T. Wang, D. Zhu, B. Wu, C. Graves, S. Schaffert, T. Rander, L. Müller, B. Vodungbo, C. Baumier, D. P. Bernstein *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 267403 (2012).
- ⁴A. Krasnyuk, A. Oelsner, S. A. Nepijko, A. Kuksov, C. M. Schneider, and G. Schönhense, *Appl. Phys. A* **76**, 863 (2003).
- ⁵H. S. Park, J. S. Baskin, and A. H. Zewail, *Nano Lett.* **10**, 3796 (2010).
- ⁶S. Loth, M. Etzkorn, C. P. Lutz, D. M. Eigler, and A. J. Heinrich, *Science* **329**, 1628 (2010).
- ⁷K. Koike and K. Hayakawa, *Jpn. J. Appl. Phys.* **23**(3), L187 (1984).
- ⁸J. Unguris, D. T. Pierce, and R. J. Celotta, *Rev. Sci. Instrum.* **57**, 1314 (1986).
- ⁹H. P. Oepen and J. Kirschner, *Scanning Microsc.* **5**, 1 (1991); *J. Phys.* **49**, 1853 (1988).
- ¹⁰K. Koike, *Microscopy* **62**, 177 (2013).
- ¹¹T. Kohashi, M. Konoto, and K. Koike, *Rev. Sci. Instrum.* **75**, 2003 (2004).
- ¹²S. Hankemeier, R. Frömter, N. Mikuszeit, D. Stickler, H. Stillrich, S. Pütter, E. Y. Vedmedenko, and H. P. Oepen, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 147204 (2009).
- ¹³M. Seifert, L. Schultz, R. Schäfer, V. Neu, S. Hankemeier, S. Rössler, R. Frömter, and H. P. Oepen, *New J. Phys.* **15**, 013019 (2013).
- ¹⁴R. Frömter, S. Hankemeier, H. P. Oepen, and J. Kirschner, *Rev. Sci. Instrum.* **82**, 033704 (2011).
- ¹⁵B. E. Argyle, E. Terrenzio, and J. C. Slonczewski, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 190 (1984).
- ¹⁶K. Y. Guslienko, B. A. Ivanov, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, and K. Fukamichi, *J. Appl. Phys.* **91**, 8037 (2002).
- ¹⁷B. Krüger, A. Drews, M. Bolte, U. Merkt, D. Pfannkuche, and G. Meier, *Phys. Rev. B* **76**, 224426 (2007).

- ¹⁸A. Puzic, B. Van Waeyenberge, K. W. Chou, P. Fischer, H. Stoll, G. Schutz, T. Tyliczszak, K. Rott, H. Bruckl, G. Reiss, I. Neudecker, T. Haug, M. Buess, and C. H. Back, *J. Appl. Phys.* **97**, 10E704 (2005).
- ¹⁹J.-S. Kim, O. Boulle, S. Verstoep, L. Heyne, J. Rhensius, M. Kläui, L. J. Heyderman, F. Kronast, R. Mattheis, C. Ulysse, and G. Faini, *Phys. Rev. B* **82**, 104427 (2010).
- ²⁰T. Kamionka, M. Martens, A. Drews, B. Krüger, O. Albrecht, and G. Meier, *Phys. Rev. B* **83**, 224424 (2011).
- ²¹V. Hrkac, E. Lage, G. Köppel, J. Strobel, J. McCord, E. Quandt, D. Meyners, and L. Kienle, *J. Appl. Phys.* **116**, 134302 (2014).
- ²²J. L. Wiza, *Nucl. Instrum. Methods* **162**, 587 (1979).

5.2 Welche Zeitauflösung lässt sich mittels SEMPA erreichen?

An dieser Stelle soll der Frage nachgegangen werden, welche Zeitauflösung sich konzeptionell mittels SEMPA realisieren lässt und welche Faktoren dieses Limit bestimmen. Die zeitaufgelöste SEMPA unterscheidet sich dabei fundamental von allen zuvor in Abschnitt 3.6 diskutierten magnetischen Abbildungstechniken (d.h. Kerr-Mikroskopie, Laser-PEEM, MTXM, STXM, XHM, Lorentz-Mikroskopie und SPSTM), die ein stroboskopähnliches Messkonzept verwenden. Dabei belichtet ein kurzer Puls aus Elektronen oder Photonen bei definierter Verzögerung zu einem Anregungssignal die Probe und bildet die Magnetisierung für das entsprechende Zeitintervall ab. Eine Wiederholung der Messung für verschiedene Verzögerungszeiten kann dann periodische Prozesse zeitaufgelöst abbilden. Direkt ersichtlich ist, dass die Zeitauflösung dieser stroboskopischen Verfahren durch die Breite des verwendeten Pulses beschränkt wird.

Im Gegensatz zu den vorher genannten Techniken wurde für die SEMPA ein zeitaufgelöstes Messkonzept realisiert, indem die detektierten Sekundärelektronen nach ihrer Ankunftszeit relativ zu einem Anregungssignal gruppiert werden. Der Primärelektronenstrahl ist kontinuierlich und nicht unterbrochen auf die Probe gerichtet und löst daher zu zufälligen Zeitpunkten Sekundärelektronen aus der Probe aus. Diese Sekundärelektronen werden jedoch nicht monochromatisch erzeugt, sondern weisen eine charakteristische Energieverteilung auf, die abhängig von dem Probenmaterial um rund 2 eV ein Maximum besitzt (vgl. Abschnitt 3.2.1). Durch die Energieverteilung werden die SE mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten in Richtung des Spindetektors emittiert und passieren diesen entsprechend unterschiedlich schnell. So werden zeitgleich erzeugte SE bei verschiedener kinetischer Energie zu unterschiedlichen Zeitpunkten detektiert, sodass die Energieverteilung der SE in einem verbreiterten Zeitprofil resultiert, das letztlich über die Daten gefaltet wird.

Im Folgenden sollen einzelne Effekte, die die zeitliche Auflösung im SEMPA bestimmen, möglichst genau abgeschätzt werden. Des Weiteren wird herausgearbeitet, inwiefern und an welchen Stellen eine weitere Verbesserung der zeitlichen Auflösung möglich ist.

5.2.1 Energieverteilung der Sekundärelektronen

Elektronen, die von einer Probe emittiert werden, weisen eine charakteristische Energieverteilung auf. Per Definition werden alle emittierten Elektronen mit einer Energie unterhalb von 50 eV als Sekundärelektronen bezeichnet. Ein Spektrum dieser Sekundärelektronen zeigt jedoch weit unterhalb dieser Grenze, für Metalle um 2 eV [210], ein Maximum und fällt dann innerhalb einiger Elektronenvolt stark ab. Näherungsweise lässt sich ein Sekundärelektronenspektrum durch die Gleichung

$$\frac{\partial N_{SE}}{\partial E_{SE}} \propto \frac{E_{SE}}{(E_{SE} + \Phi)^4} \quad (5.1)$$

beschreiben, die in [210, 416] abgeleitet wird und in einer groben Näherung einzig eine Materialabhängigkeit über die Austrittsarbeit Φ aufweist. Ihr Verlauf wird in der nebenstehenden Abbildung 5.1 für die 3d-Übergangsmetalle Eisen (schwarz gestrichelt), Kobalt (rot gestrichelt) und Nickel (blau gestrichelt) abgebildet. Die entsprechenden Austrittsarbeiten wurden [417] entnommen² und basieren auf photoelektrischen Messungen. Man beachte, dass die Austrittsarbeit grundsätzlich auch von der Orientierung einer Kristalloberfläche abhängig ist, sodass sich für unterschiedliche Kristallorien-

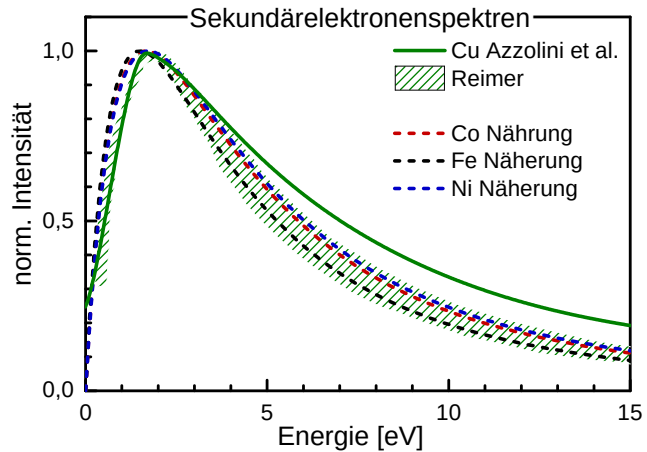


Abbildung 5.1: Näherungsweise aus der Gleichung 5.1 abgeleitete Sekundärelektronenspektren der 3d-Übergangsmetalle Eisen, Kobalt und Nickel im Vergleich mit experimentellen Daten, die Azzolini et al. [415] an Kuper aufzeichnen. In dem oliv schraffierten Bereich befinden sich nach Reimer [210] viele experimentelle Resultate für verschiedene Metalle. Gezeigt wird jeweils die auf den Maximalwert der Verteilung normierte Intensität in Abhängigkeit der Elektronenenergie.

tierungen auch verschiedene Sekundärelektronenspektren ableiten lassen. Die drei näherungsweise berechneten Verläufe geben jedoch ohnehin nur qualitativ einen Verlauf wieder und liefern keine belastbaren Spektren, die sich auf reale Systeme übertragen lassen.

²Den berechneten Spektren wurde folgende Austrittsarbeiten aus [417] eines polykristallinen Metalls zugrunde gelegt: Nickel: 5,15 eV, Kobalt: 5,0 eV, Eisen: 4,5 eV

Durch die kurze Reichweite der Sekundärelektronen weichen weiterhin sämtliche Spektren, die unter SEM-Bedingungen aufgezeichnet werden, erheblich von Spektren, die sich für ideale Systeme erwarten lassen, ab, da sich in niedrigen Druckbereichen Kohlenwasserstoffe, Oxide und Wasser auf den Oberflächen befinden [418]. So weisen gemessene Spektren von Joy *et al.* [418] für Kobalt, Eisen, und Nickel ihr Maximum um 5 eV auf und differieren deutlich von den abgebildeten Verläufen und allgemein Daten, die unter UHV-Bedingungen an gereinigten Proben aufgezeichnet werden [415, 418, 419]. Die grüne Kurve in der Abbildung 5.1 gibt exemplarisch ein solches Spektrum wieder, das Azzolini *et al.* [415] an Kuper aufzeichnen. Nach Reimer [210] liegen die Spektren vieler Metalle in dem grün schraffierten Bereich. In einer SEMPA-Untersuchung werden konzeptionell gereinigte Oberflächen betrachtet, sodass in dieser Hinsicht keine Verunreinigungen auf den Oberflächen zu erwarten sind. Die Ta-Deckschicht der in Abschnitt 5.1 betrachteten Probe wurde jedoch mit Ar-Ionen einer Energie von 1 keV entfernt. Wie Joy *et al.* [418] herausstellen, kann ein solches Sputtern eine Rauigkeit der Oberfläche erzeugen, die vergleichbar mit der Austrittstiefe der SE ist und durch die unterschiedlichen Weglängen von Elektronen in Materie die Emission energiereicherer SE begünstigt. Infolgedessen ist es im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht möglich, quantitativ ein Elektronenspektrum anzugeben, das universell einer Berechnung der zeitlichen Auflösung im SEMPA zugrunde gelegt werden kann. Die Abbildung 5.1 verdeutlicht, dass sich die SE-Spektren für verschiedene Metalle bzw. Oberflächen in ihrer Breite unterscheiden und materialabhängig sind. Darüber hinaus ist auch ein Einfluss der Oberflächenbeschaffenheit auf das SE-Spektrum zu erwarten [418].

Aus der Energieverteilung der Sekundärelektronen leiten sich unterschiedliche Zeiten ab, die die entsprechenden Elektronen benötigen, um den Spindetektor zu passieren. Die Breite dieser Verteilung bestimmt daher die zeitliche Auflösung, die mittels SEMPA möglich ist. Die materialabhängigen Unterschiede der Spektrenbreite bedeuten in diesem Zusammenhang, dass bspw. ein in der SEM-Aufnahme hellerer Leiterstreifen aus Gold wegen einer geringeren Austrittsarbeit auch eine leicht schmalere Energieverteilung und daher eine leicht höhere Zeitauflösung bereitstellen kann als die untersuchten $\text{Fe}_{70}\text{Co}_8\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ -Strukturen. Unterschiede in der Zeitauflösung, wenn verschiedene Materialien betrachtet werden, sind daher möglich.

Auf der linken Seite der Abbildung 5.2 wird der Potenzialverlauf, den die Sekundärelektronen auf ihrem Weg durch den Spindetektor passieren müssen, gemeinsam mit einer Schemazeichnung des Detektors gezeigt. Die Elektronen werden zunächst von der geerdeten Probe in den Detektor beschleunigt und besitzen kurzzeitig eine relativ hohe kinetische Energie leicht unterhalb von 3 keV. Sie befinden sich danach verhältnismäßig lange ($\Delta x \approx 9 \text{ cm} \rightarrow \Delta t \approx 15 \text{ ns}$) auf dem Streupotenzial von 102,5 eV und werden an dem W(001)-Einkristall gestreut. Nachdem die gestreuten Elektronen ein Gitter passiert haben, das sich ebenfalls auf dem Streupotenzial befindet, werden sie durch ein geerdetes Rückhaltgitter (retarding grid) weiter abgebremst. Dies dient dem Zweck, Elektronen, die an dem W(001)-Kristall nicht nur elastisch, sondern auch inelastisch gestreut wurden, von den Mikrokanalplatten (MCP) und der Detektion fernzuhalten. Detaillierte Informationen zu der Konstruktion des verwendeten Detektors sowie der Wahl der einzelnen Potenziale lassen sich [200] entnehmen.

Mittels einer numerischen Berechnung lassen sich für den vorhandenen Potenzialverlauf die Zeiten, die die Sekundärelektronen zum Passieren des Spindetektors benötigen, als Funktion der kinetischen Energie der Elektronen bestimmen. Legt man dieser Rechnung die Energieverteilung der detektierten SE zugrunde, so lässt sich daraus eine Verteilung unterschiedlicher Flugzeiten von Elektronen ableiten, die zu einer zeitlichen Verbreiterung des Messsignals im TR-SEMPA führen. Kritisch ist die Frage, wie genau die Energieverteilung der tatsächlich detektierten SE aussieht. Wie bereits in dem Abschnitt 3.3 erläutert wurde, resultiert die detektorspezifische Energie- bzw. Winkelakzeptanz in einer energieabhängigen Transmission von Elektronen. Des Weiteren ist auch die LEED-Streuung an dem W(001)-Einkristall und die Transmission durch das Rückhaltgitter energieabhängig [200]. Diese drei Effekte resultieren in der Tatsache, dass die Energieverteilung der detektierten Sekundärelektronen von der Verteilung der ursprünglich emittierten Sekundärelektronen abweicht. Die zuvor in der Abbildung 5.1 gezeigten Spektren eignen sich quantitativ daher nicht, um die zeitliche Auflösung des verwendeten Detektors zu ermitteln.

Weiterhin werden die SE unter verschiedenen Winkeln emittiert [210], sodass neben der Energieverteilung für die Berechnung der zeitlichen Auflösung zusätzlich auch die Winkelverteilung der SE Berücksichtigung finden muss. So passiert bspw. ein SE, das mit einer Energie von 4 eV unter einem Winkel von 60° zu der Probenoberfläche emittiert wird, den

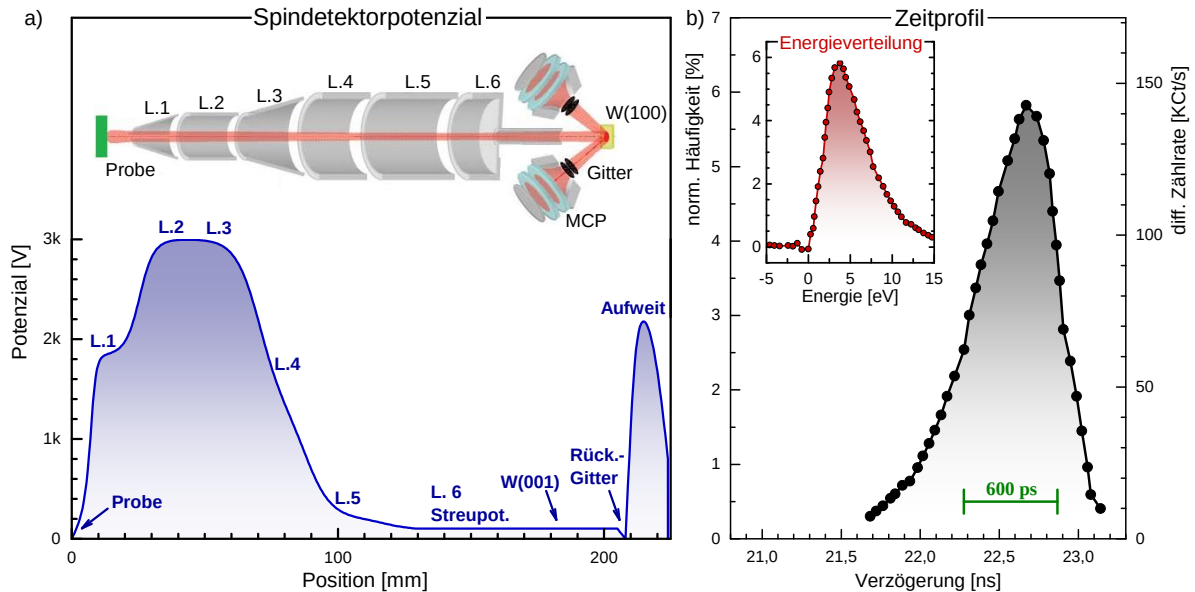


Abbildung 5.2: Abschätzung der zeitlichen Auflösung für den verwendeten SEMPA-Aufbau mit einem LEED-Detektor. Sekundärelektronen mit einer charakteristischen Energieverteilung passieren den Detektor unterschiedlich schnell. Dies führt abhängig von den Linsenpotenzialen des Detektors (links in blau abgebildet) sowie der Energieverteilung der detektierten Sekundärelektronen (rote Kurve im Inset) zu einem zeitlichen Profil (rechts in schwarz), mit dem die aufgenommenen Daten stets verbreitert sind. Eine zeitliche Auflösung von 600 ps lässt sich auf diese Weise ableiten.

Spindetektor in der gleichen Zeit wie ein SE, das mit einer Energie von 3 eV normal zu der Probenoberfläche emittiert wird. Entscheidend für die Flugzeit eines Sekundärelektrons durch den Spindetektor ist die Komponente der Elektronengeschwindigkeit, die in Richtung des Spindetektors deutet. Die resultierende Geschwindigkeitsverteilung liefert unter zusätzlicher Berücksichtigung der Elektronentransmission des Detektors eine Flugzeitverteilung der Elektronen, die entsprechend mit einer zeitlichen Auflösung verbunden ist.

Ein Elektronenspektrum, das die gesuchte Information enthält, lässt sich relativ einfach über das Durchfahren des Rückhaltegitterpotentials (siehe Abbildung 5.2b) im Inset) unter gleichzeitiger Messung der Elektronenzählrate ermitteln. Auf diese Weise lassen sich die Rückhaltegitter als ein Bremsfeldanalysator (retarding-field analyzer) nutzen, um die Verteilung der tatsächlich detektierten SE zu bestimmen. Dieses Vorgehen berücksichtigt zum einen direkt die Energieakzeptanz des Spindetektors und betrachtet zum anderen

lediglich die kinetische Energie der SE, die mit der Geschwindigkeitskomponente in der Detektorrichtung verbunden ist.

Ein Nachteil dieses Vorgehens ist, dass ein solcher Bremsfeldanalysator aus nur einem Gitter eine verhältnismäßig niedrige Energieauflösung bereitstellt [210]. So wird die Energieauflösung eines solchen Bremsfeldanalysators stark durch hohe Potenziale in unmittelbarer Nähe herabgesetzt, da es zu einem Durchgriff der elektrischen Felder kommt. Auf der Elektronentrajektorie unmittelbar vor dem Rückhaltegitter befindet sich ein weiteres Gitter, das sich auf dem verhältnismäßig niedrigen Streupotential befindet, sodass sich zwischen den beiden Gittern eine elektrische Feldstärke von rund $3,4 \cdot 10^4 \text{ V/m}$ abschätzen lässt. Nach dem Gitter schließt sich die Aufweitelektrode an, die für eine deutlich höhere elektrische Feldstärke von $5,5 \cdot 10^5 \text{ V/m}$ sorgt und somit den messbaren Durchgriff durch das Rückhaltegitter maßgeblich verursacht. Da sich mit angeschaltetem Aufweithpotential eine Energieauflösung von $2\sigma = 11 \text{ eV}$ messen lässt, ist es für die Aufnahme des diskutierten Elektronenspektrums erforderlich, die Aufweitspannung auszuschalten³ oder besser noch ebenso durchzufahren. Aus dem verbleibenden elektrischen Feld vor dem Rückhaltegitter lässt sich dann eine passable Energieauflösung von $2\sigma \approx 0,7 \text{ eV}$ abschätzen⁴.

Die rote Kurve in der Abbildung 5.2 reproduziert die auf diese Weise in [200] gemessene Energieverteilung an einer Probe aus Eisen. Dargestellt ist die differenzierte Zählrate (normierte Häufigkeitsverteilung) als Funktion der Elektronenenergie bzw. des Gitterpotenzials mit umgekehrtem Vorzeichen. Aus dieser Verteilung lässt sich mit dem zuvor diskutierten Potenzialverlauf das rechts in der Abbildung 5.2 dargestellte Zeitprofil berechnen (schwarze Kurve). Dabei wird für jede Elektronenenergie bzw. -geschwindigkeit die Flugzeit in dem dargestellten Potential berechnet, sodass sich eine Elektronenflugzeitverteilung ableiten lässt. Da der zugrunde gelegte Potentialverlauf am Rückhaltegitter dem Erddpotential entspricht, wird implizit für die Rechnung angenommen, dass die Rückhal-

³Man beachte, dass ein solcher Betrieb mit dem erheblich stärkeren Abnutzen der MCPs in ihrem Zentrum verbunden ist und somit keineswegs unnötig lange betrieben werden sollte. Da eine entsprechende Messung in [200] bereits zur Optimierung des verwendeten Detektors durchgeführt wurde und daher vermeidbar ist, soll hier auf diese nicht eigenen Daten zurückgegriffen werden.

⁴Der Durchgriff des elektrischen Feldes, das die Energieauflösung eines Bremsfeldanalysators begrenzt, skaliert linear mit dem elektrischen Feld [210, 420], sodass sich näherungsweise die Energieauflösung über $2\sigma \approx (3,4 \cdot 10^4 \text{ V/m}) / (3,4 \cdot 10^4 \text{ V/m} + 5,5 \cdot 10^5 \text{ V/m}) \cdot 11 \text{ eV} = 0,7 \text{ eV}$ abschätzen lässt [210].

tegitter eine perfekte Energieauflösung besitzen. Wie zuvor diskutiert ist dies nicht der Fall, sodass eine zusätzliche Verbreiterung durch die Energieauflösung der Rückhaltegitter möglich ist. Diese zusätzliche Verbreiterung soll an dieser Stelle jedoch vernachlässigt werden und wird in dem späteren Abschnitt 5.2.3 erneut aufgegriffen und isoliert betrachtet.

Eine statistische Analyse des berechneten Zeitprofils in der Abbildung 5.2 liefert eine mittlere Verzögerungszeit von 22,6 ns, die die SE benötigen, um von der Probe bis zu der Signalverstärkung an den MCPs bzw. der dahinter liegenden Elektrode zu gelangen. Die Standardabweichung σ dieser Ankunftszeitverteilung liegt bei 300 ps, sodass sich eine Zeitauflösung von $2\sigma = 600$ ps ableiten lässt.

Diese Zeitauflösung von 600 ps gilt streng genommen nur für Sekundärelektronen, die von einer Eisenprobe emittiert werden. Wie zu Beginn des Abschnitts diskutiert wurde, weichen Sekundärelektronenspektren für verschiedener Materialien voneinander ab. Auch bei gleichen Materialien und verschiedenen Oberflächenbeschaffenheiten sind durchaus Abweichungen möglich, sodass die Zeitauflösung im TR-SEMPA auch von den untersuchten Materialien abhängt. Zu erwarten ist jedoch, dass die Energieakzeptanz des Detektors die Breite der letztlich detektierten SE-Verteilung beschränkt und die abgeschätzte Zeitauflösung sich zumindest näherungsweise auf andere Materialien übertragen lässt.

Die aus der Energieverteilung der Sekundärelektronen abgeleitete Zeitauflösung ist nur leicht niedriger als die zuvor experimentell bestimmte Zeitauflösung von (720 ± 80) ps. Dies zeigt, dass die Energieverteilung der SE der dominierende Faktor der zeitlichen Auflösung für den vorhandenen SEMPA-Aufbau ist und weitere Faktoren, die im Anschluss dieses Abschnittes noch diskutiert werden, zumindest weniger ins Gewicht fallen sollten. Diese weiteren Faktoren, die die experimentelle Zeitauflösung noch herabsetzen können, entstehen bei der Digitalisierung des analogen Strompulses, den jedes SE nach dem Passieren des Detektors in einem der vier LEED-Kanäle auslöst, durch Laufzeitunterschiede unter den vier Kanälen oder durch die Energieunschärfe des Rückhaltegitters.

5.2.2 Verbesserungspotenzial der zeitlichen Auflösung

Um die Zeitauflösung der SEMPA perspektivisch verbessern zu können, ist insbesondere wichtig, zu wissen, wie stark die Auswirkungen der einzelnen Detektorelemente ist. In der Abbildung 5.3 wird daher die zeitliche Auflösung (orange, 2σ des Zeitprofils analog zu Abbildung 5.2), abhängig von der Position längs der Elektronentrajektorie im Spindetektor dargestellt. Ersichtlich ist, dass in den Bereichen, in denen die Elektronen eine relativ hohe kinetische Energie besitzen, die zeitliche

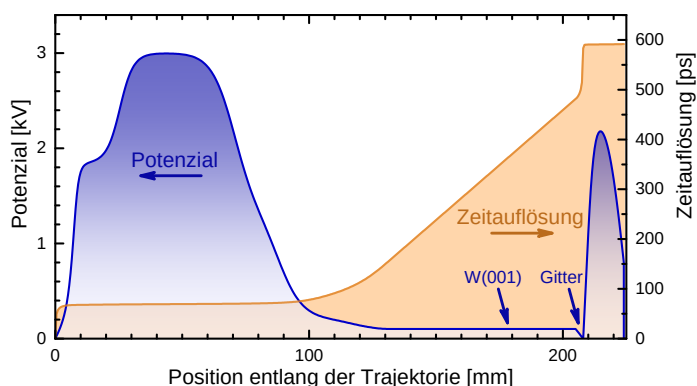


Abbildung 5.3: Veränderung der zeitlichen Auflösung in Abhängigkeit der Elektronenbahn. Die zeitliche Auflösung (orange, rechte Skala) und das Detektorpotential (blau, linke Skala) werden gemeinsam als Funktion der Trajektorie dargestellt. Ersichtlich ist, dass die zeitliche Auflösung von Bereichen, an denen die Elektronen eine geringe kinetische Energie besitzen, bestimmt wird.

Auflösung kaum verändert wird. Rund zwei Drittel der zeitlichen Auflösung entstammt der relativ langen Streuregion. Die restlichen Beiträge entstehen in der Nähe der Probe und an den Rückhaltegittern. Obwohl die zurückzulegenden Strecken an diesen Stellen relativ kurz sind, haben Gitter und Probe vergleichsweise großen Einfluss, da beide auf Erdpotenzial (0 V) liegen und die Elektronen an diesen Stellen daher besonders langsam sind. Deutlich wird auch, dass leicht unterschiedliche Einstellungen der Linsenpotenziale (L1, L2, L3,...) die zeitliche Auflösung im SEMPA nur wenig beeinflussen.

Ein möglicher Ansatzpunkt, um die Zeitauflösung des LEED-Spindetektors weiter zu verbessern, wäre, die Streuregion weiter zu komprimieren. Dies ist lediglich in einem begrenzten Maß möglich und wird bspw. durch die Abmaße der MCPs begrenzt. Rund 100 ps lassen sich des Weiteren an den Rückhaltegittern einsparen, wenn diese z.B. durch CMA-Energiefilter ersetzt werden, die die Elektronen nicht abbremesen. Ersichtlich ist, dass eine gewisse Reduktion der zeitlichen Auflösung durch ein optimiertes Design möglich ist, jedoch im Verhältnis zu der Verbesserung mit einem relativ großen Konstruktionsaufwand

verbunden ist. Es lässt sich grob abschätzen, dass hier eine Einsparung der zeitlichen Auflösung um rund einen Faktor zwei realisierbar ist.

Da die zeitliche Auflösung auch maßgeblich von der Breite der detektierten Elektronenverteilung abhängt, lässt sich durch eine geringere Energieakzeptanz die zeitliche Auflösung noch weiter verbessern. Wenn die Verteilung der detektierten Elektronen z.B. bereits zwischen 5 eV und 6 eV auf null fällt, so verbessert sich die zeitliche Auflösung erneut um den Faktor zwei. Dies würde in einer rund 40% geringeren Transmission von Elektronen resultieren. Da insbesondere Sekundärelektronen mit einer höheren Energie auch eine geringere Spinpolarisation aufweisen (vgl. Abschnitt 3.2.1), tragen ebendiese Elektronen jedoch weniger zum aufgezeichneten Signal bei und es lässt sich ein um nur 15% reduziertes Messsignal abschätzen⁵.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass die zeitliche Auflösung eines W(001)-Detektors durch ein entsprechend angepasstes Design ca. um einen Faktor vier auf 150 – 200 ps reduziert werden könnte. Die zeitliche Auflösung im SEMPA wird maßgeblich durch unterschiedliche Verzögerungszeiten von Elektronen in dem verwendeten Detektor bestimmt. Die getroffenen Aussagen gelten daher nicht für einen SEMPA-Aufbau, der einen Mott-Detektor, einen LED-Detektor oder auch nur einen LEED-Detektor, der nicht auf einem W(001)-Einkristall basiert, verwendet.

Zwei Drittel der zeitlichen Auflösung, die der genutzte W(001)-Detektor bereitstellt, entfallen auf die relativ ausgedehnte ($\Delta x \approx 9$ cm) Streuregion, in der die Elektronen eine verhältnismäßig geringe kinetische Energie von 104,5 eV besitzen. Ein Spindetektor, der Elektronen bei einer höheren Energie streut, kann daher eine deutlich bessere zeitliche Auflösung ermöglichen. Wird beispielsweise ein Au/Ir(001)-Detektor mit einem Arbeitspunkt von 140 eV [259] genutzt, so lässt sich bei einem ansonsten zum W(001)-Detektor vergleichbaren Aufbau die Zeitauflösung um fast einen Faktor zwei auf 320 ps verbessern. Die ultimative Zeitauflösung kann jedoch für ein Mott-Detektor [194, 215, 422] erwartet

⁵Der magnetische Informationsgehalt bzw. das Signal im SEMPA, das N Elektronen der Polarisation P erzeugen, ist proportional zu $P\sqrt{N}$ [200]. Betrachtet man bspw. Eisen, so lässt sich die Spinpolarisation P der emittierten Sekundärelektronen näherungsweise durch $P = 0,27 + 0,21e^{-0,25 \cdot E}$ abschätzen [200, 421]. Daher tragen insbesondere die Elektronen mit einer geringen kinetischen Energie stärker zu dem Signal im SEMPA bei. Eine entsprechende Gewichtung der Elektronenverteilung liefert daher, dass das entsprechende Signal, $\sqrt{\int_E NP^2}$, sich nur um 15% reduziert.

werden, da bei einer Streuenergie von 100 keV [194] der diskutierte Einfluss der Streuregion vernachlässigbar gering wird. In einem SEMPA-Aufbau, der einen Mott-Detektor nutzt, besitzen die Sekundärelektronen einzig kurz nach der Emission, noch in unmittelbarer Umgebung der Probe, eine vergleichsweise niedrige Energie, die entsprechend eine zeitliche Auflösung unterhalb von 150 ps erwarten lässt.

5.2.3 Potenzialunschärfe der Rückhaltgitter

Der vorherige Abschnitt hat gezeigt, dass insbesondere die Bereiche, in denen die Elektronen eine besonders niedrige Energie besitzen, die zeitliche Auflösung des verwendeten SEMPA-Aufbaus bestimmen. So entfallen rund 100 ps auf den relativ kurzen Bereich in der Nähe der Rückhaltgitter.

Nicht betrachtet wurde jedoch, dass die Rückhaltgitter, wie für einen Bremsfeldanalysator typisch, eine verhältnismäßig niedrige Energieauflösung bereitstellen. So lässt sich davon ausgehen, dass insbesondere durch die Aufweiterelektrode in unmittelbarer Nähe ein signifikanter Potenzialdurchgriff durch diese Gitter hervorgerufen wird. Infolgedessen werden die Elektronen unterschiedlich stark abgebremst, abhängig davon, an welcher Stelle sie das Gitter passieren. Quantifizieren lässt sich dies durch eine Messung der (differenzierten) Elektronenzählrate, bei der die Gitterspannung mit angeschalteter Aufweitspannung durchgeführt wird.

Das in der Abbildung 5.4 blau dargestellte Elektronenspektrum wurde bei angeschalteter Aufweitspannung aufgezeichnet und ist zum einen deutlich breiter als der entsprechende Verlauf ohne Aufweitspannung (in rot, siehe auch Abbildung 5.2) und weist zum anderen eine Verschiebung nach links, zu negativen Potenzialen, auf. Dies verdeutlicht, dass durch die Aufweitspannung ein signifikanter Potenzialdurchgriff durch die Gitter entsteht. Die Verschiebung zu negativen Werten zeigt, dass die Elektronen deutlich ineffektiver durch die Gitter gefiltert werden, als zuvor angenommen wurde. Entsprechend werden die Elektronen im Mittel auch weniger abgebremst, sodass sie die Gitterregion schneller als in der vorgestellten Rechnung passieren können. Dies würde in einer besseren zeitlichen Auflösung resultieren.

Dem entgegen wirkt jedoch ein zweiter Effekt. Durch den Potenzialdurchgriff besteht eine Unschärfe des effektiv auf die Elektronen wirkenden Potenzials [210]. Abhängig davon, an welcher Stelle die Elektronen das Rückhaltgitter passieren, werden sie unterschiedlich stark abgebremst. Dies äußert sich in einem deutlich verbreiterten Spektrum (blau), das in der Abbildung 5.4 mit einem angeschaltetem Aufweitpotential aufgezeichnet wird, gegenüber der ursprünglichen Elektronenenergieverteilung (rot).

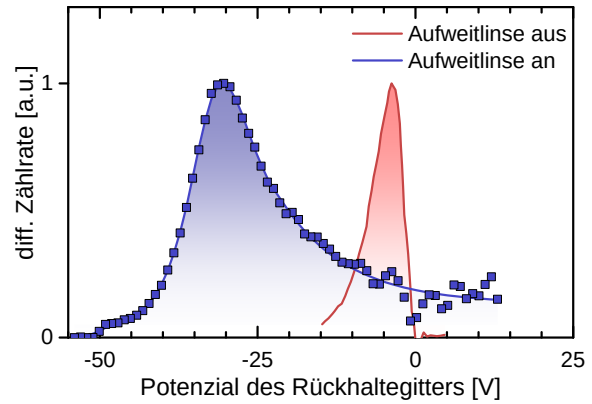


Abbildung 5.4: Differenzierte Elektronenzählrate als Funktion des Rückhaltgitterpotenzials mit und ohne angeschalteter Aufweitspannung.

In der vorherigen Betrachtung der zeitlichen Auflösung wurde ein Gitterpotenzial von 0 V angenommen, das die SE auf ihrer Trajektorie durch den Spindetektor überwinden müssen. Wie die Abbildung 5.4 verdeutlicht, bildet diese Annahme die Realität nicht korrekt ab. So wirkt auf einen Teil der Elektronen durch den Durchgriff der Aufweitspannung effektiv ein Potenzial von 10 V, auf andere Elektronen ein effektives Potenzial von 15 V etc. Es lässt sich daher annehmen, dass die Elektronen abhängig davon, an welcher Stelle sie durch das Rückhaltgitter treten, verschiedene effektive Gitterpotentiale überwinden. Die zuvor durchgeführte Rechnung ist daher mit einer entsprechenden Häufigkeitsverteilung der effektiv auftretenden Gitterpotentiale zu wiederholen. Diese Gitterpotentialverteilung sorgt für die in der Abbildung 5.4 sichtbare Verbreiterung und Verschiebung des aufgezeichneten Elektronenspektrums, sobald das Aufweitpotential angeschaltet wird.

Mathematisch bedeutet dies, dass die blaue Kurve in der Abbildung 5.4 die Faltung aus der relativ schmalen Elektronenenergieverteilung (rote Kurve) und der gesuchten Verteilung des Gitterpotenzials, das effektiv auf diese Elektronen wirkt, ist. Dementsprechend lässt sich die Häufigkeitsverteilung der effektiv auftretenden Gitterpotentiale durch die Entfaltung der Signale rekonstruieren. Die resultierende Häufigkeitsverteilung der effektiv auftretenden Gitterpotentiale wird in der Abbildung 5.5 wiedergegeben. Da die Energieverteilung der detektierten Sekundärelektronen (rot in Abb. 5.4) deutlich schmäler als das Elektronenspektrum mit vorhandenem Aufweitpotenzial (blau in Abb. 5.4) ist, wird

näherungsweise die Gitterpotenzialverteilung in Abbildung 5.5 aus dem Spektrum mit vorhandenem Aufweitpotential (blau in Abb. 5.4) ermittelt, indem dieses Spektrum um den Mittelwerts der Elektronenenergieverteilung (rot in Abb. 5.4) nach rechts verschoben wird. Dieser Ansatz ist gerechtfertigt, da die in Abb. 5.4 rot dargestellte Sekundärelektronenverteilung deutlich schmäler als das blau dargestellte Elektronenspektrum ist und somit in der Faltung lediglich eine Verschiebung dieses Spektrums bewirkt. Die Form und die Breite werden durch die Faltung nur vernachlässigbar beeinflusst.

In der Abbildung 5.4 wird auf der Abszisse das angelegte Gitterpotential dargestellt, das negativ ist, um Elektronen einer positiven Energie zurückzuhalten. Um in der Abbildung 5.5 dementsprechend die Energie, die die Elektronen an Ort des Gitters aufweisen, anzugeben, wird das Vorzeichen verändert. Die resultierende Häufigkeitsverteilung der Gitterpotentiale in Abbildung 5.5a) gibt an, welche Gitterpotentiale effektiv auf die Sekundärelektronen am Ort des Rückhaltegitters wirken.

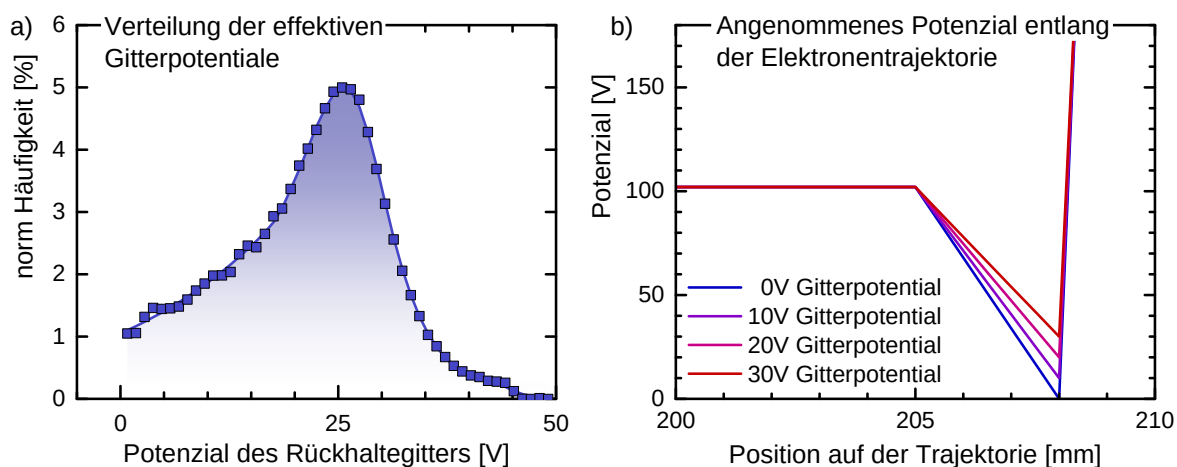


Abbildung 5.5: a) Häufigkeitsverteilung der effektiven Gitterpotentiale, die die Sekundärelektronen am Ort des Rückhaltegitters überwinden müssen. Der abgebildete Verlauf lässt sich aus den Kurven der Abbildung 5.4 rekonstruieren und entsteht aus dem Durchgriff des Aufweitpotenzials durch das Rückhaltegitter. b) Angenommenes Potenzial, in dem sich die Elektronen auf ihrer Trajektorie durch den Detektor bewegen, für Gitterpotenziale von 0 V, 10 V, 20 V und 30 V. Der gezeigte Graph lässt sich als Ausschnitt der Abbildung 5.2a) verstehen, der eine entsprechende Potenzialänderung am Ort des Rückhaltegitters näherungsweise berücksichtigt.

Die in Abschnitt 5.2.1 diskutierte Berechnung der Zeitauflösung wird in einem nächsten Schritt basierend auf der ermittelten Häufigkeitsverteilung der Gitterpotentiale erneut durchgeführt. Dazu muss in der vorherigen Rechnung der Potenzialverlauf, den die Elek-

tronen auf ihren Weg durch den Spindetektor passieren, modifiziert werden. Die Abbildung 5.5b) visualisiert die Änderung des Potentialverlaufs in der Nähe des Rückhaltgitters, wenn das Gitter auf einem Potential von 0 V, 10 V, 20 V und 30 V liegt. Gezeigt wird ein Ausschnitt des in Abbildung 5.2a) wiedergegebenen Potenzialverlaufs entlang der Elektronentrajektorie. Dazu wird die Flugzeit sämtlicher Elektronen für verschiedene Sekundärelektronenenergien und verschiedene Gitterpotentiale berechnet und entsprechend der Sekundärelektronenhäufigkeitsverteilung aus der Abbildung 5.2 sowie der Verteilung der effektiven Gitterpotentiale aus der Abbildung 5.5a) gewichtet. Diese Rechnung liefert gegenüber den vorherigen Resultaten in der Abbildung 5.2b) nur ein leicht abgeändertes Zeitprofil. Es lässt sich eine Zeitauflösung von 530 ps anstelle von 590 ps ableiten. Der Durchgriff des Aufweitpotentials durch die Rückhaltgitter verringert die Zeitauflösung des vorhandenen Aufbaus daher nicht zusätzlich, sondern verbessert diese leicht. Begründen lässt sich dies durch die Tatsache, dass die Elektronen an den Rückhaltgittern im Mittel weniger abgebremst werden. Die mittlere Dauer, die die Elektronen zum Passieren des Detektors benötigen, verkürzt sich auf 22,4 ns anstelle von den 22,6 ns aus der vorherigen Rechnung. Sekundärelektronen, die mit unterschiedlicher Energie emittiert werden, passieren den Detektor daher immer noch unterschiedlich schnell, jedoch mit geringfügig kleinen Flugzeitunterschieden. Der an dieser Stelle diskutierte Effekt hat einen relativ geringen Einfluss, sodass die zuvor vorgestellte Rechnung ihre Gültigkeit beibehält.

5.2.4 Zeitliche Auflösung des magnetischen Signals

In Abschnitt 5.1 wurde experimentell die zeitliche Auflösung der SEMPA anhand eines Summenbildes bzw. SE-Bildes bestimmt. Dies hat den Vorteil, dass eine deutlich höhere Statistik als in den Aufnahmen der Magnetisierung zur Verfügung steht und die zeitliche Auflösung daher auch präziser bestimmt werden kann. Ebenso wurde in der numerischen Berechnung der zeitlichen Auflösung die Verteilung der detektierten Sekundärelektronen zugrunde gelegt. In beiden Fällen wird daher implizit angenommen, dass alle detektierten Elektronen in gleicher Weise zum magnetischen Signal beitragen.

Wie bereits im Abschnitt 3.2.1 ausführlich diskutiert wurde, spiegelt diese Annahme die Realität jedoch nur unzureichend wider. Für die 3d-Übergangsmetalle Eisen, Kobalt und Nickel werden bei geringen kinetischen Energien relativ hohe Spinpolarisationen P beob-

achtet, welche sich sogar oberhalb der Polarisierung von Elektronen an der Fermienergie befinden [222, 224–226]. Mit steigender Energie der SE wird die Spinpolarisation dann geringer und gleicht sich der Polarisierung der Elektronen an der Fermienergie an [221, 224, 226, 227]. Infolgedessen tragen Elektronen mit einer höheren kinetischen Energie weniger zu dem Signal im SEMPA bei als SE mit einer geringen kinetischen Energie. Um diesen Effekt zu berücksichtigen, muss die Sekundärelektronenverteilung mit einem Faktor P^2 gewichtet werden [200].

Betrachtet man exemplarisch Eisen, so lässt sich die Spinpolarisation P der emittierten Sekundärelektronen näherungsweise durch $P = 0,27 + 0,21e^{-0,25 \cdot E}$ abschätzen [200, 421]. Die Wiederholung der Rechnung aus dem vorherigen Abschnitt 5.2.1 mit einer entsprechend gewichteten Elektronenverteilung liefert eine um rund 5% verbesserte zeitliche Auflösung von 560 ps. Dies zeigt, dass die zeitliche Auflösung eines Asymmetriebildes im SEMPA zumindest für den verwendeten W(001)-Detektor vergleichbar zu der zeitlichen Auflösung des topographischen Signals ist und nur geringfügig bessere Werte zu erwarten sind. Das Vorgehen, die Zeitauflösung experimentell aus einem Summenbild zu bestimmen, rechtfertigt sich aus dieser Tatsache.

Nicht berücksichtigt wurde an dieser Stelle, dass auch die Sensitivität des W(001)-Detektors auf die Elektronenpolarisation energieabhängig ist. Sie fällt für Elektronen höherer kinetischer Energie, die sich abseits des Arbeitspunktes von 104,5 eV befinden, ebenfalls langsam ab⁶ [200]. Obgleich sie abhängig von der Elektronenenergie auch ihr Vorzeichen verändert, ist die Akzeptanz des Detektors so gewählt, dass Elektronen aus diesen Energiebereichen den Detektor nicht passieren [200]. Infolgedessen leitet sich aus der energieabhängigen Sensitivität ein noch geringerer Effekt ab als für die Polarisierung der Elektronen ab. Da auch dieser Effekt eine geringfügig bessere Zeitauflösung des Asymmetriebildes im Vergleich mit dem Summenbild hervorruft, addieren sich die Effekte durch die energieabhängige Polarisierung und die energieabhängige Detektorsensitivität. Es handelt sich jedoch weiterhin um Effekte, die geringer als der experimentelle Fehler in der zuvor durchgeführten Bestimmung der zeitlichen Auflösung sind.

⁶An dieser Stelle wird nur der Betrag der Sensitivität betrachtet. Da ihr Vorzeichen negativ ist [200], steigt sie an.

5.2.5 Laufzeitunterschiede zwischen den Messkanälen

Der verwendete W(001)-Detektor nutzt die vier (2,0)-Beugungsreflexe, um die Spinpolarisation von Sekundärelektronen aufzeichnen zu können. Direkt ersichtlich ist, dass die zeitliche Auflösung der TR-SEMPA herabgesetzt wird, wenn es zu einem zeitlichen Versatz zwischen den vier LEED-Kanälen kommt. Dann würden die Informationen zu leicht unterschiedlichen Zeitpunkten aufgezeichnet werden und somit die zeitliche Auflösung vermindern.

Zum einen kann ein Versatz unter den vier Kanälen durch verschiedene Kabellängen und damit unterschiedliche Signallaufzeiten von den MCPs zu dem TDC (time-to-digital converter) entstehen. Daher wurden bereits bei dem Aufbau des Experimentes möglichst gleiche Kabellängen sowohl *in situ* als auch *ex situ* verbaut. Da Kabellängenunterschiede unterhalb von 1 cm bei einem Signal, das sich mit $\frac{2}{3}$ der Lichtgeschwindigkeit fortbewegt, weniger als 50 ps entsprechen, sollte eine Verminderung der zeitlichen Auflösung durch einen solchen Effekt gering sein. Ein zeitlicher Signalversatz unter den Kanälen kann jedoch auch durch verschiedene Laufzeiten der verschiedenen (2,0)-Reflexelektronen im Vakuum entstehen. So befinden sich die Elektronen nach der Streuung an dem W(001)-Kristall noch rund 5 ns im Vakuum, bis sie auf eine MCP treffen und in ein elektrisches Signal übersetzt werden. Auch wenn grundsätzlich ein symmetrischer Aufbau realisiert wurde, resultiert ein Weglängenunterschied von 0,5 mm für Elektronen in der Streuregion mit einer Energie von 104,5 eV in einen Laufzeitunterschied von 85 ps. Besonders kritisch ist jedoch die Region um die Rückhaltgitter, da die Elektronen hier natürlich eine sehr geringe Geschwindigkeit besitzen und anschließend deutlich beschleunigt werden. Ein Elektron mit einer kinetischen Energie von 2,5 eV benötigt für eine Strecke von 2 μ m bereits 210 ps.

Experimentell lässt sich der Versatz unter den einzelnen Kanälen relativ leicht bestimmen, da die Daten der vier LEED-Reflexe stets unabhängig voneinander aufgezeichnet werden. Dementsprechend lässt sich, ähnlich wie zuvor bereits bei der experimentellen Bestimmung der Zeitauflösung, eine Bildfeldverschiebung nutzen, um den Versatz unter den Kanä-

LEED-Reflex	Zeitverschiebung
(2, 0)	(17 ± 27) ps
(0, 2)	(101 ± 21) ps
$(\bar{2}, 0)$	(-32 ± 22) ps
$(0, \bar{2})$	(-86 ± 21) ps

Tabelle 5.1: Zeitverschiebung zwischen den einzelnen LEED-Kanälen in Bezug auf den gemeinsamen Mittelwert.

len zu messen. Die in der Tabelle 5.1 gezeigten Zeitverschiebungen zwischen den einzelnen LEED-Kanälen wurden bereits von FKT in [371] aufgezeichnet. Ersichtlich ist, dass die zeitliche Verschiebung unter den Kanälen deutlich geringer ist als die zuvor diskutierte Auflösungsverminderung durch die intrinsische Energieverteilung von Sekundärelektronen. Nichtsdestoweniger lassen sich die Zeitverschiebungen unter den vier LEED-Kanälen in Einheiten von 100 ps-Schritten auch noch im Nachhinein in den Daten anpassen, sodass letztlich eine solche Zeitverschiebung maximal ± 50 ps beträgt. Im Vergleich zu dem zuvor diskutierten Effekt durch die SE-Energieverteilung ist dies vernachlässigbar.

5.2.6 Zeitliche Genauigkeit der Pulsdetektion

Ein weiterer Faktor, der die zur Verfügung stehende zeitliche Auflösung im SEMPA herabsetzen kann, ist die zeitliche Präzision, mit der ein durch die Elektronen erzeugtes Signal an dem TDC registriert werden kann. Einzelnen Elektronen, die in einen der vier LEED-Reflexe gebeugt werden, werden durch die MCP-Anordnung zunächst vervielfacht und in einen Strompuls übersetzt. Nachdem dieser Strompuls kapazitiv von der Versorgungsspannung der MCPs getrennt und durch eine analoge Schaltung um den Faktor 100 verstärkt wird (siehe Abschnitt 5.1), erreicht dieser Signalpuls

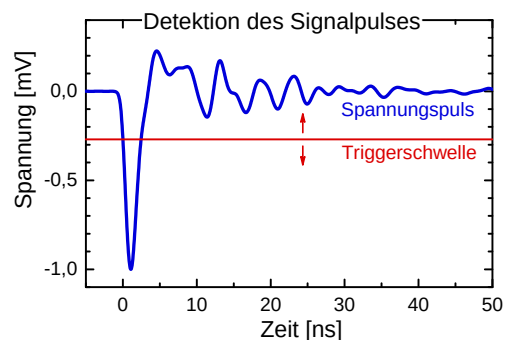


Abbildung 5.6: Strom- bzw. Spannungspuls, der durch ein einzelnes Elektronen des (2,0)-Reflexes erzeugt wird. Als Zeitpunkt der Pulsdetektion wird der Zeitpunkt definiert, in dem das Signal die am TDC gesetzte Triggerschwelle unterschreitet.

den TDC und wird dort entsprechend seiner Ankunftszeit eingruppiert. Die Abbildung 5.6 stellt einen solchen Strom- bzw. Spannungspuls, der mit einem Oszilloskop über einen $50\ \Omega$ -Widerstand aufgezeichnet wurde, dar. Es lässt sich eine Pulsbreite, 2σ der Normalverteilung, von rund 1,3 ns ausmachen.

Unterschiedliche Pulshöhen, die charakteristisch durch MCPs hervorgerufen werden [423], sind mit einer zeitlichen Ungenauigkeit in der Signaldetektion verbunden. Insbesondere ist dies der Fall, wenn der Signalerfassung ein „leading-edge“-Timing zugrunde liegt, in dem das Unterschreiten eines festen Schwellenwertes in der ersten Pulsflanke für die zeit-

liche Pulsdetektion verwendet wird. Eine Variation in der Pulshöhe äußert sich damit unmittelbar in einer zeitlichen Ungenauigkeit der Pulsdetektion.

Umgehen lässt sich diese Beschränkung durch die Verwendung eines „constant-fraction“-Timings. In einem solchen Detektionsschema wird das negative Eingangssignal in zwei Signale aufgeteilt. Eines der beiden Signale wird invertiert, um einen konstanten Faktor abgeschwächt und leicht verzögert wieder zu dem anderen Signal addiert. Der resultierende Nulldurchgang lässt sich dann als Detektionszeitpunkt definieren und hängt bei geeigneter Wahl der variablen Abschwächung nicht von der Pulshöhe ab. Dementsprechend lässt sich davon ausgehen, dass die Limitierung der Zeitauflösung, die durch die Pulsdetektion hervorgerufen wird, durch die hardwarebedingte Genauigkeit von 100 ps limitiert wird. Eine Auflösungsbeschränkung, die aus dieser Genauigkeit resultiert, ist deutlich geringer als die zeitliche Auflösung, die sich aus der Energieverteilung der SE ableitet. Da die resultierende Zeitauflösung verschiedener unabhängiger Effekte sich aus der geometrischen Summe ($\sqrt{\sigma_a^2 + \sigma_b^2 + \dots}$) der einzelnen Effekte ergibt, tragen kleinere Effekte kaum zur finalen Zeitauflösung bei.

Aus diesem Grund ist für den momentanen Aufbau eine weitere hardwareseitige Optimierung, um die zeitliche Auflösung zu verbessern, nicht sinnvoll. Potenziell sind MCPs mit einer Pulsbreite von 150 ps kommerziell erhältlich und ebenso ließe sich eine TDC-Version mit 50 ps zeitlicher Genauigkeit erwerben. Beides ist für den vorhandenen Aufbau zurzeit jedoch nicht sinnvoll. Eine andere Situation lässt sich jedoch für den von Schönke *et al.* realisierten TR-SEMPA-Aufbau ausmachen [372], der Channeltrons mit einer Signalbreite von rund 50 ns nutzt. Die dann zur Verfügung stehende Anstiegszeit von 10 ns beschränkt die dort die gemessene zeitliche Auflösung auf $(1,8 \pm 0,4)$ ns. Es ist daher zu erwarten, dass sich die zeitliche Auflösung des von Schönke *et al.* genutzten Aufbaus durch die Verwendung von MCPs anstelle der Channeltrons oder durch die Verwendung eines „constant-fraction“-Timings um einen Faktor zwei reduzieren lässt.

5.2.7 Fazit

Für den vorhandenen Aufbau wurde eine zeitliche Auflösung von (720 ± 80) ps experimentell gemessen, die sich auf unterschiedliche Ankunftszeiten der nicht monochromatisch erzeugten Sekundärelektronen zurückführen lässt. Weitere Faktoren wie ein Laufzeitunterschied zwischen den LEED-Kanälen, eine zeitliche Unsicherheit in der Pulsdetektion oder die Energieunschärfe der Rückhaltegitter sind im Vergleich zu diesem Effekt vernachlässigbar.

Eine Optimierung der zeitlichen Auflösung ist potenziell möglich, sodass sich Werte im Bereich von 200 ps für einen LEED-Detektor und sogar noch bessere Werte für einen Mott-Detektor realisieren lassen sollten. Bereits mit dem vorhandenen Aufbau kann Magnetisierungsdynamik in einem kontinuierlichen Bereich von DC bzw. wenigen Hertz bis zu einer Frequenz von 1 GHz aufgezeichnet werden.

5.3 Kopplung zwischen Vortizes und Antivortizes

In einer ersten Anwendung soll nun die TR-SEMPA genutzt werden, um die Kopplung zwischen magnetischen Quasiteilchen wie Vortizes und Antivortizes zu untersuchen. Dazu werden $\text{Fe}_{70}\text{Co}_8\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ -Strukturen betrachtet, die aufgrund ihrer Abmaße mehr als einen einzelnen Vortex aufweisen. Zu erwarten ist dann, dass die vorhandenen Quasiteilchen (Vortizes oder Antivortizes) durch ihre unmittelbare Nähe zueinander einerseits über die Streufeldenergie und andererseits über die Austauschwechselwirkung aneinandergeschaltet sind.

Allgemein entstehen in der Physik, wenn mehrere schwingungsfähige Systeme miteinander durch Kopplung verbunden sind, aus einer Oszillation mit einer Eigenfrequenz des nicht-gekoppelten Systems mehrere kollektive Schwingungsmoden mit verschiedenen Frequenzen. Diese Eigenschwingungen des gekoppelten Systems können dann selektiv und unabhängig voneinander angeregt werden. Das einfachste Beispiel sind sicherlich zwei gleiche Oszillatoren, die sich nur in einer Dimension bewegen können. Sie können zum einen in einer kollektiven Schwingung, die die Kopplung nicht adressiert, angeregt wer-

den und zum anderen sich in einer Schwingung gegeneinander befinden, die wegen der Kopplung eine höhere Resonanzfrequenz besitzt.

Bereits zwei gekoppelte Vortizes, wie sie in der Abbildung 5.7 zu sehen sind, stellen jedoch schon ein komplexeres Beispiel dar, da beide Vortizes zwei Freiheitsgrade besitzen. Die Bewegung der Vortizes in x- und y-Richtung ist durch die Thiele-Gleichung (Abschnitt 2.3.2) aneinander geknüpft und insofern nicht unabhängig voneinander. Hata *et al.* [424] verdeutlichen, dass ein solches System aus zwei Vortizes konzeptionell vier Schwingungsmoden aufweist, jeweils zwei für eine gleiche Polarität P der Vortizes und zwei für eine unterschiedliche Polarität der Vortizes.

In der Abbildung 5.7 werden durch ein externes Magnetfeld in der y-Richtung zwei Vortizes mit einer verhältnismäßig niedrigen⁷ Frequenz von 100 MHz angeregt. Die Anregung unterhalb der Resonanzfrequenz bewirkt dabei, dass die Vortizes nur geringfügig entlang der Magnetfeldrichtung oszillieren [187] und im Wesentlichen senkrecht dazu mit dem Feld in Phase schwingen [189]. Die eingezeichneten roten Linien dienen als Unterstützung für den Betrachter, um die kleinen Auslenkungsunterschiede nach der Hälfte der Periodendauer von 5 ns deutlich zu machen. Sichtbar ist, dass die Vortizes in der x-Richtung, senkrecht zu der Magnetfeldanregung, gegeneinander schwingen. Das Magnetfeld begünstigt abhängig von seiner Phase ($\pi \hat{=} 5$ ns) die Abschlussdomänen links bzw. rechts der Vortizes und schiebt die Vortizes dann zusammen oder begünstigt die Domäne zwischen beiden Vortizes und drückt die Vortizes dann auseinander.

Verallgemeinert resultiert die Anregung mit einem externen Magnetfeld stets darin, dass zwei Vortizes eines unterschiedlichen Umlaufsinn c senkrecht zu dem Magnetfeld gegeneinander ausgelenkt werden [424, 425]. Eine Anregung mit einem Stromfluss durch die magnetische Struktur bewirkt im Gegensatz dazu eine kollektive Auslenkung beider Vortizes entlang der physikalischen Stromflussrichtung [424, 426]. Entsprechend der vorliegenden Symmetrie können die einzelnen Moden ausschließlich durch externe Magnetfelder oder durch spinpolarisierte Ströme angeregt werden, sodass die gekoppelte Gyration eine quantitative Unterscheidung verschiedener Beiträge in nur einer Messung bietet [339, 343, 424, 425, 427–429]. Dies liefert beispielsweise eine zuverlässige Möglich-

⁷Aus den Gleichungen in [189, 424] lässt sich eine Resonanzfrequenz im Bereich von 450 MHz abschätzen, die um einen Faktor 4,5 größer als die Anregungsfrequenz ist.

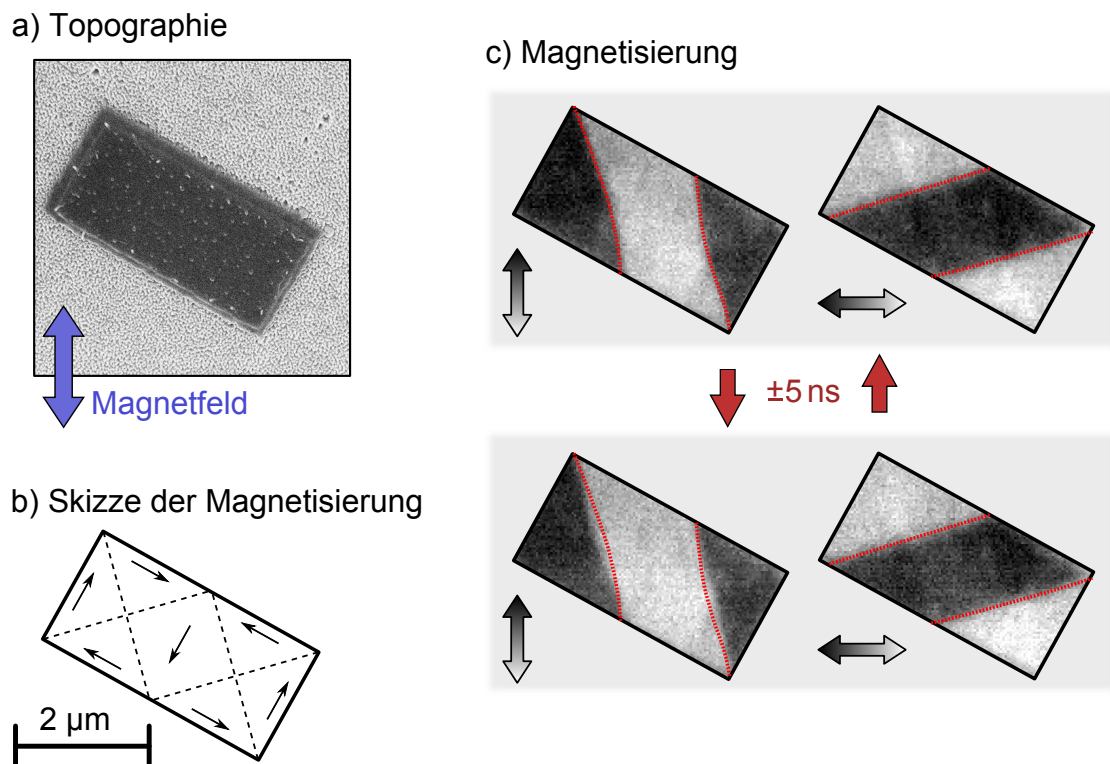


Abbildung 5.7: Anregung zweier gekoppelter Vortizes, die in einem gemeinsamen FeCoSiB-Rechteck eingeschlossen sind, durch ein externes Magnetfeld. In der Teilabbildung a) lassen sich anhand einer Rasterelektronenmikroskopaufnahme die Topographie und die Abmaße der betrachteten FeCoSiB-Struktur erkennen. Der blaue Doppelpfeil deutet an, dass die Mikrostruktur durch ein externes Magnetfeld in der y -Richtung mit einer Frequenz von 100 MHz angeregt wird. Die Teilabbildung b) skizziert die Orientierung der Magnetisierung in der untersuchten Mikrostruktur, die sich in einem sogenannten Diamantzustand befindet. In Teilabbildung c) werden SEMPA-Aufnahmen der Magnetisierung zu zwei unterschiedlichen Zeitpunkten, die der entgegengesetzten Phase des Magnetfeldes entsprechen ($\Delta t = \pm 5 \text{ ns}$) wiedergegeben. Die eingezeichneten roten Linien dienen als Unterstützung für den Betrachter, um die kleinen Auslenkungsunterschiede der Vortizes in der x -Richtung deutlich zu machen.

keit, um den ansonsten schwer zugänglichen nicht-adiabatischen Spin-Transfer-Torque-Koeffizienten β oder die Spinpolarisation eines Stromflusses durch eine magnetische Struktur messen zu können [429]. Diese Parameter können auch an einem einzelnen nicht-gekoppelten Vortex bestimmt werden [191, 349, 349, 351, 430, 431]. Sowohl die statische [191, 349] als auch die dynamische [431] Messung an einer einzelnen Struktur sind dann jedoch auf die sukzessive Messung der Vortexaslenkung für einen unterschiedlichen Um-

laufsinn der Magnetisierung [191, 349, 351, 430, 431] und für verschiedene Vortexpolaritäten angewiesen [191, 349, 351, 430].

Über die Möglichkeit, fundamentale Parameter der LLG messen zu können, hinaus ist die Untersuchung und das Verständnis der Kopplung zwischen magnetischen Quasiteilchen wie Vortizes oder Antivortizes von Relevanz, da diese als potenzielle Kandidaten für zukünftige Datenträger diskutiert werden [164, 335, 336]. Notwendigerweise müssten die magnetischen Strukturen, um hohe Speicherdichten zu erzielen, in unmittelbare Nähe zueinander gebracht werden, sodass eine Kopplung über die Streufeldenergie von angrenzenden Domänen stattfinden kann.

Das an dieser Stelle zur Motivation genutzte System aus zwei Vortizes wurde von FKT bereits in seiner Masterarbeit [371] ausführlich untersucht und diskutiert und wird daher in der vorliegenden Arbeit nicht erneut betrachtet. Ein zuvor nicht diskutierter Aspekt ist die Kopplung zwischen magnetischen Vortizes und Antivortizes. Da die im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse bereits in eine Publikation eingeflossen sind, wird diese im Folgenden reproduziert. Hauptautor dieser Publikation ist FKT, der das Experiment konzipiert, die Messungen durchgeführt und die Daten ausgewertet hat. Philipp Staack, Demetrio R. Cavicchia und Fabian Lofink unterstützen FKT bei der Präparation einer geeigneten Probe. Die gewonnenen Erkenntnisse und das Manuskript wurden ausführlich mit Robert Frömter, Susanne Kuhrau und Hans Peter Oepen diskutiert.

Der folgende Artikel wird aus Fabian Kloodt-Twesten et al., Coupling between vortices and antivortices in a cross-tie wall studied by time-resolved SEMPA, Phys. Rev. B 97, 024426 (2018). reproduziert.

Coupling between vortices and antivortices in a cross-tie wall studied by time-resolved SEMPA

Fabian Kloodt-Twesten,^{1,*} Susanne Kuhrau,¹ Philipp Staeck,¹ Demetrio R. Cavicchia,^{1,†}Fabian Lofink,^{1,2} Hans Peter Oepen,¹ and Robert Frömter¹¹Universität Hamburg, Center for Hybrid Nanostructures, Luruper Chaussee 149, 22761 Hamburg, Germany²Fraunhofer Institute for Silicon Technology, Fraunhoferstrasse 1, 25524 Itzehoe, Germany

(Received 27 October 2017; published 23 January 2018)

Using time-resolved scanning electron microscopy with polarization analysis (TR-SEMPA) the dynamics of magnetic vortices and antivortices in a cross-tie wall is investigated. Under quasistatic external field drive both quasiparticles oscillate at opposite phase to each other (in analogy to an optical mode). An additional common motion, which stems from the finite boundary conditions in a patterned FeCoSiB rectangle, is observed (in analogy to an acoustic mode), leading in total to a stronger field-dependent displacement for the vortices compared to the antivortices. Both types of magnetic solitons are mutually coupled via the minimization of the total magnetic energy of the structure. It is shown that the TR-SEMPA results can be explained via coupling in the framework of micromagnetic simulations and that the coupling constants can be extracted. The motion is composed from the contributions of the two terminating vortices and a mutual vortex-antivortex coupling along the chain.

DOI: [10.1103/PhysRevB.97.024426](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.97.024426)

I. INTRODUCTION

Vortices and antivortices are topological objects that are found in thin films of soft magnetic materials. The stray-field energy of the nanostructure is reduced by a curling of the in-plane magnetization around the center of the soliton [1]. In the center of the curling magnetization, however, the exchange will create a very large energy contribution that cannot be balanced by the gain of the stray-field energy. The structure that gives the minimum of total energy is a continuous tilting of magnetization out of the plane in a very small area with radius of a few nanometers, the so-called core [2–6]. Due to the high stability of these spin configurations under current and magnetic-field excitations, they can be treated in the framework of the Thiele model [7] as quasiparticles and can be classified according to their winding number $n = \frac{1}{2\pi} \oint \vec{\nabla} \varphi \cdot d\vec{s}$, where φ is the in-plane magnetization angle. The topological winding number is $n = 1$ (-1) for vortices (antivortices) indicating the different magnetization rotation around the core.

Several studies have been performed on the dynamics of individual vortices [8–16], which form as the magnetic ground state in nanostructured disks and rectangles of certain dimensions. On the contrary, investigating the dynamics of individual antivortices requires more complex nanostructures to stabilize the antivortex [17,18]. A displacement of the core of individual (anti-)vortices out of the equilibrium position results in a distortion of adjacent in-plane domains, increasing stray-field and exchange energy [15,19–21]. For moderate displacements this leads to a linear restoring force, i.e., a harmonic confining potential for the quasiparticles [22]. A similar situation occurs when two magnetic solitons approach each other. As

a function of the distance between the solitons, the stray-field and exchange energies of the in-plane magnetized area change, which results in a coupling of the quasiparticles. Due to the very narrow size of the out-of-plane magnetized core regions, the direct stray-field coupling between the cores can be neglected at reasonable separations. Hence, the effective coupling is independent of core polarity in the quasistatic case. For gyrotropic motion, however, the polarity determines the sense of core gyration for vortices and antivortices and the dynamical coupling will be influenced by polarity. Accordingly, the stray-field and exchange energies of the surrounding in-plane magnetization configuration are important for the coupling potential. In a very recent paper, Eggebrecht *et al.* [23] mapped out the radial pair-correlation function between vortices and antivortices as well as between two vortices in a network of metastable vortex-antivortex configurations in an extended iron film, finding different behaviors for the different pairs. Coupling between two vortices in a single nanostructure has been intensively studied, both theoretically [24–26] and experimentally [27,28]. However, there are no present studies on the coupling between vortices and antivortices, neither experimentally nor theoretically. Here, we investigate the coupling in a vortex-antivortex chain, also known as a cross-tie wall [3], that is confined in a nanostructure. A first observation of the dynamics in a comparable system has been published by Miguel *et al.* [29].

We record the magnetization dynamics via time-resolved scanning electron microscopy with polarization analysis (TR-SEMPA) [30]. This technique is based on a scanning electron microscope with polarization analysis (SEMPA) [31–33] that detects the spin polarization of secondary electrons via spin-polarized low-energy electron diffraction using single-electron counting [34]. The spin polarization of secondary electrons is a vectorial quantity that is directly related to the local magnetization vector at the sample surface. After scattering the electrons at a W(001) surface, two components of the spin polarization become accessible as mutual intensity asymmetries of the four (2,0) beams [32,35,36]. Thus, we are able to image both

* Author to whom correspondence should be addressed:

fabian.kloodt@physik.uni-hamburg.de

[†]Present address: GLP Intellectual Property Office, Viale Europa Unità 171, 33100 Udine, Italy.

in-plane components of the magnetization simultaneously, which is advantageous for resolving cross-tie walls as recently demonstrated by Lofink *et al.* in a static experiment [37]. Furthermore, SEMPA, with a resolution down to 3 nm [38], has proven as a successful tool to resolve small magnetic objects like domain walls between out-of-plane domains [39–41].

The concept of time-resolved SEMPA makes use of the fact that the spin detector in SEMPA works in single-electron counting mode. Each secondary electron diffracted into one of the four (2,0) low-energy electron diffraction beams is amplified by a multichannel-plate assembly into a voltage pulse that can be electronically processed. In static SEMPA only the time-integrated count rate of the four channels is used to determine the local magnetization. Assuming fixed transit times for all electrons through the detector, the arrival time of each pulse in addition carries the information on the magnetic state a fixed time difference earlier. Thus, by recording the arrival time (phase) of each voltage pulse with respect to a periodic external drive, the whole asymmetry dataset can be sliced into fixed time intervals, yielding a movie of the time-resolved magnetization. In contrast to state-of-the-art stroboscopic approaches such as scanning transmission x-ray [42] or Lorentz microscopy [43], the primary electron beam is continuously on in TR-SEMPA and only the *ex situ* detection scheme is modified. In this way, a temporal resolution of 700 ps was demonstrated with our setup by Frömter *et al.* in 2016 [30].

II. EXPERIMENT

The sample consists of 40-nm-thick squares and rectangles structured from a sputtered $\text{Fe}_{70}\text{Co}_8\text{Si}_{12}\text{B}_{10}$ film on top of a gold microstrip (6.4- μm width; sputtered 60-nm gold on 24-nm chromium seed layer) on a sapphire substrate. The amorphous FeCoSiB film, while having a low magnetic anisotropy as Permalloy, shows a much stronger image contrast in SEMPA, which is due to the higher spin polarization of iron compared to nickel in the valence band [36]. Further details about the sample preparation can be found elsewhere [30]. An SEM micrograph of the whole strip is shown in the topmost panel of Fig. 1. Below, the in-plane components of the magnetization along the y and x directions are displayed. All magnetic rectangles are either in the diamond state, containing 2 vortices, or in a cross-tie state, containing $2 + x$ vortices and x antivortices with $x = 3, 4$ (Fig. 1). We focused on a magnetic structure containing five vortices separated by four antivortices. This structure is framed with a dashed line and a zoom shown on the bottom-right side of Fig. 1. The vortices and antivortices are confined in a $1.5\text{-}\mu\text{m} \times 3.8\text{-}\mu\text{m} \times 40\text{-nm}$ FeCoSiB structure. In the lower-left part of Fig. 1, the sample geometry is sketched. The sketch shows the direction of the applied ac current through the microstrip, which generates an Oersted field along the y direction to drive the magnetization of the FeCoSiB structures. The time-dependent displacements of the (anti-)vortices along the x direction are plotted in Fig. 2(a). Individual (anti-)vortex positions have been fitted in eight TR-SEMPA images at different delays. One of the eight images is shown in Fig. 2(b). While the vortices (red squares and circles) exhibit a clear oscillation, the antivortices (blue diamonds and triangles) show a much smaller amplitude, but with identical phase. In addition

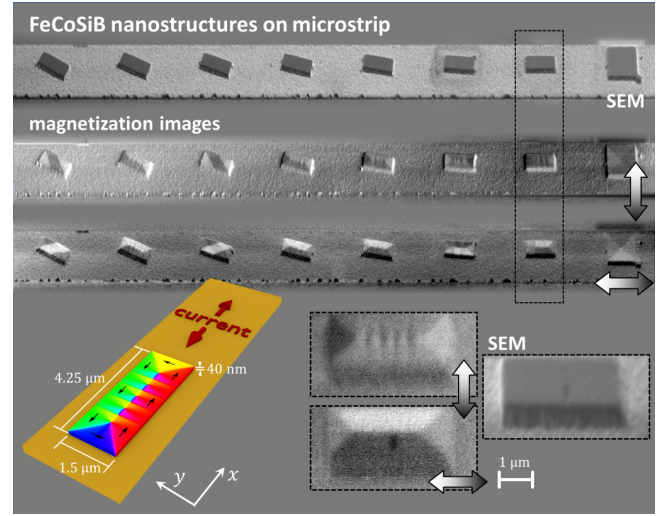


FIG. 1. Sample geometry and magnetic state of the FeCoSiB rectangles on a Au/Cr microstrip. The topography and magnetization of several individual rectangles are shown. The micrographs of the marked structure (both components of the in-plane magnetization and an SEM image) are displayed on the bottom-right side. As visible in the vertical magnetization component, four cross-tie develop in the structure. A schematic of the sample geometry is shown on the lower-left side. An electrical current in the positive x direction (technical) results in a magnetic field pointing in the negative y direction above the microstrip.

to a common oscillation of all solitons (analog to an acoustic mode), the different quasiparticles oscillate at opposite phase to each other (analog to an optical mode) so that the remaining antivortex motion is small.

Exciting the nanostructure close to resonance (via simulation we estimate for the anticyclic gyration with synchronous y motion for vortices and antivortices a resonance frequency around 130 MHz), gyration terms will become important, which makes a disentanglement between gyration, damping, and coupling effects necessary [44]. To avoid this complexity, the measurement is performed under quasistatic excitation, as the excitation frequency of 1 MHz is small compared to the resonance frequency. Thus, we can assume that the magnetization is in a quasiequilibrium state (field dependent) and that the intrinsic time evolution of the magnetization plays no role. This is consistent with the absence of gyration, as we observe no time-dependent y position of either vortices or antivortices. The (anti-)vortex displacement depends solely on the strength of the driving magnetic field. The plot in Fig. 2(c) gives the linear relation of quasiparticle displacement and magnetic-field strength. The strength of the magnetic field has been calculated from the current in the microstrip [45]. The phase of the magnetic response and the field are assumed to be identical as the dynamics are quasistatic. To verify phase and amplitude of the driving field the vortex displacement in a neighboring FeCoSiB square ($3.6\text{ }\mu\text{m} \times 3.6\text{ }\mu\text{m} \times 40\text{ nm}$), which contains a Landau state [SEMPA image shown as inset in Fig. 2(d)] is recorded. As the distance between the rectangular structure and the square is about $10\text{ }\mu\text{m}$ (see Fig. 1) a theoretical phase shift of 50 fs has to be expected, which is nonresolvable in our experiment. Micromagnetic simulations allow one to model the

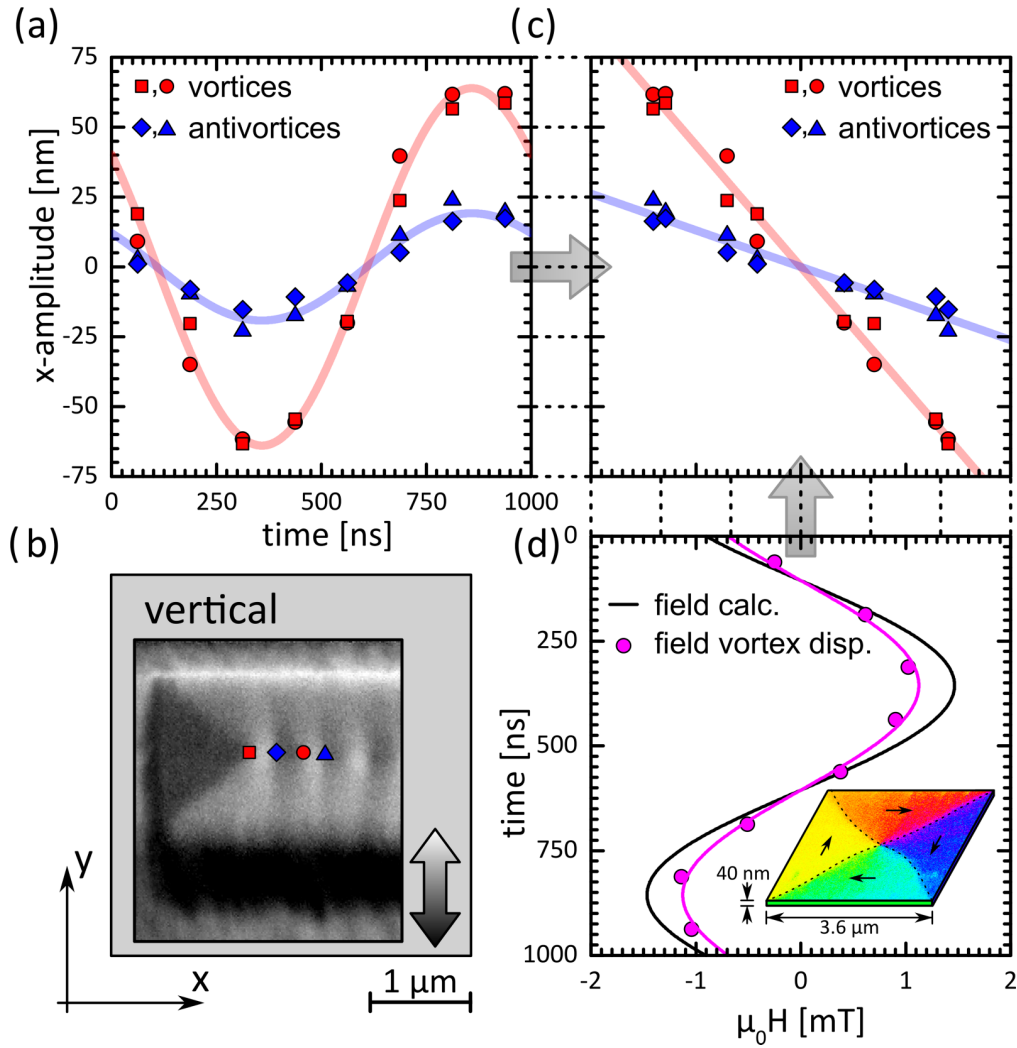


FIG. 2. Coupled vortex-antivortex oscillation, imaged with TR-SEMPA. Panel (b) shows one 125-ns-long snapshot of the vertical magnetization component from a TR-SEMPA movie of the microstructure shown in Fig. 1. From line profiles the (anti-)vortex displacement in the x direction as a function of time is obtained in panel (a). As no (anti-)vortex shift in the y direction could be detected, the excitation frequency is far below the resonance frequency and the solitons follow the magnetic excitation quasistatically. Panel (d) displays the magnetic field as a function of time, calculated from the measured microstrip peak-current amplitude of 15 mA (black curve). In the inset, the SEMPA micrograph of a FeCoSiB square in the Landau state is shown that has been measured in parallel. Comparing the observed vortex displacement in this structure with simulations confirms the calculated magnetic field strength (pink points and curve). Panel (c) combines the information from panels (a) (soliton displacement) and (d) (magnetic field). Both types of solitons follow a linear behavior with different but negative slopes under the external field.

observed vortex oscillation in the Landau pattern, which yields an independent determination of the magnetic field. The latter values are plotted as pink circles in Fig. 2(d). The pink and black curves roughly indicate the same magnitude for the driving magnetic field. The difference is probably due to slight deviations of the geometry and material parameters entering the simulation (thickness 40 nm; exchange stiffness 20 pJ/m [46]; saturation magnetization 1200 kA/m [47]). For this reason, we use the black curve as measure of the magnetic field in Fig. 2(c).

In the following, we will discuss the (anti-)vortex displacements shown in Fig. 2(c). Both vortices and antivortices show a linear dependence on the driving magnetic field. Although they move in the same direction, they have different slopes. The low driving frequency ensures that dynamic effects (gyration,

damping) can be neglected and that the quasiequilibrium state (field dependent) of the microstructure is observed. Especially the influence of pinning as a damping mechanism, which is a localized, nonlinear behavior, can be ruled out because of the excellent linearity of (anti-)vortex displacement on field. For these reasons, the different slopes cannot be explained as an effect of damping affecting both types of quasiparticles differently, and we conclude that another effect is responsible for this behavior. A qualitatively similar observation was made on a different microstructure of the same sample containing only three instead of four antivortices. Such a behavior has been previously reported in an x-ray photoelectron emission microscope investigation with pulsed excitation on Permalloy microstructures of different dimensions [29]. The authors

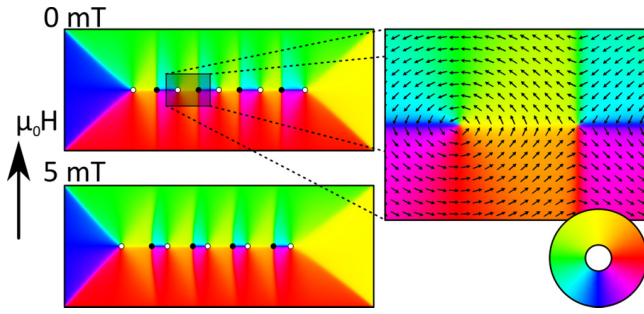


FIG. 3. Simulated equilibrium states of the cross-tie microstructure under the action of an external field of 0 and 5 mT. The magnetization is color coded with respect to the color wheel at the bottom right. A magnified image of the marked area is shown on the right side, where arrows indicate the direction of magnetization.

state that “the antivortices seem to be insensitive to the magnetic pulse.” As previously pointed out we are able to exclude any effect of gyration or damping from the different configurations due to the quasistatic excitation. In the field-dependent equilibrium state there is a balance between a deflecting force (from the Zeeman energy) and a restoring force (from the discussed coupling potential). We will therefore, in the following, investigate this balance with micromagnetic simulations and compare the results with our experiment.

III. SIMULATION

Micromagnetic simulations are performed using MICRO-MAGNUM [48] with a cell size of $5 \times 5 \times 40 \text{ nm}^3$ to understand the experimentally observed quasiparticle displacement. While anisotropies are neglected, an exchange stiffness of 20 pJ/m and a saturation magnetization of 1200 kA/m [47] are used to describe the (anti-)vortex displacement under the action of an external field. Simulated equilibrium states of the microstructure in an external field of 0 and 5 mT are shown in Fig. 3. The magnetization is color coded according to the color wheel in the bottom-right side (blue: magnetization points down, red: magnetization points to the right, etc.). An oppositely oriented displacement of both types of quasiparticles is expected, as the Zeeman energy prefers an alignment of the magnetization parallel to the external field and domains oriented parallel to the field (yellow) should grow, while domains oriented antiparallel (blue) should shrink. The exchange- and stray-field energies create a coupling potential, which counteracts these growths and shrinks and yields a field-dependent equilibrium distance of both solitons. One expects an oppositely directed displacement of antivortices and vortices. The field in the $+y$ -direction will drive the vortex to the left ($-x$ direction) and the antivortex to the right ($+x$ direction). However, the closure domains between microstructure border and vortex are much larger than the domains between vortex and antivortex. These domains lead under the action of an external field ($+y$ direction) to a shift of the whole vortex-antivortex-chain to the left ($-x$ direction). It is reasonable that both effects add up to the net (anti-)vortex displacement seen in Fig. 2(c).

Figure 4(a) shows the positions of both kinds of quasiparticles as a function of the external field (vortices red marks,

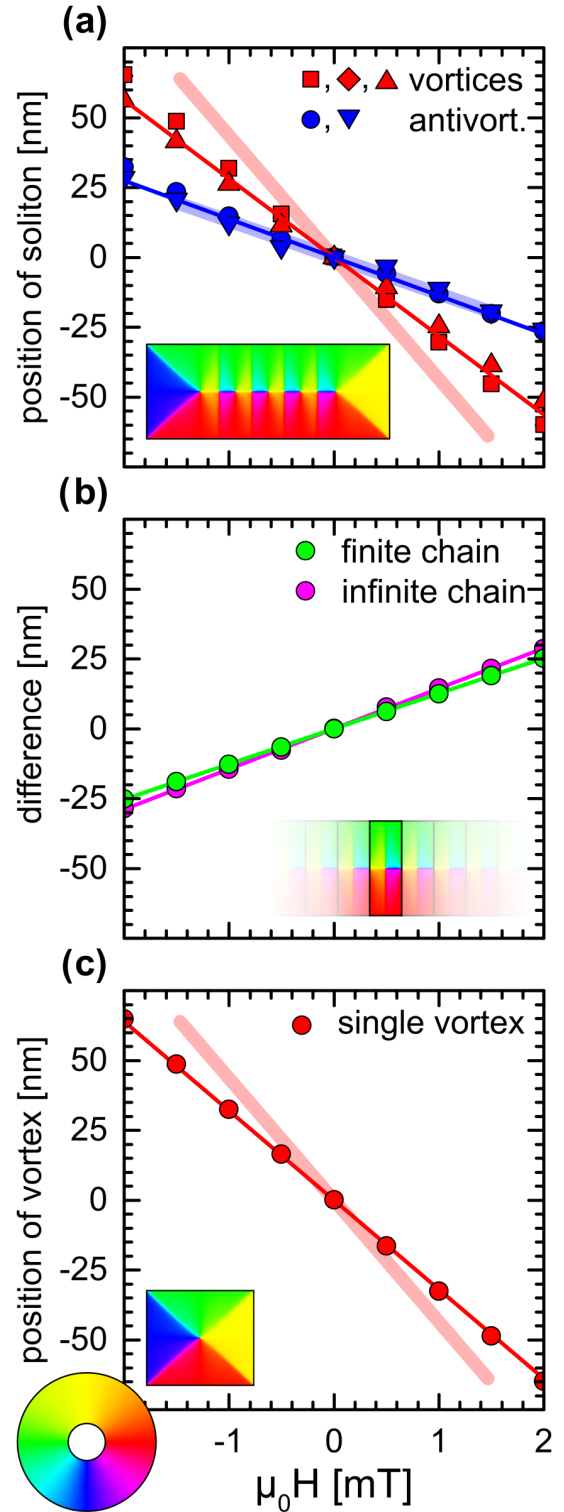


FIG. 4. Simulation of coupled vortex-antivortex oscillation. Panel (a) compares simulation results and experimentally obtained (anti-)vortex displacement for the rectangular FeCoSiB structure. A further outcome is that the observed oscillation of both solitons can be decomposed in a relative vortex-antivortex-oscillation with periodic boundary conditions (b) and a common-mode contribution from the absolute vortex displacement in a close-to-square rectangle (c).

antivortices blue). The simulated structure is shown in the inset and color coded with respect to the color wheel on the bottom left of Fig. 4. As observed in the experiment, both vortices and antivortices move in the same direction but with different slopes. The shaded areas in the background indicate the range of experimental data from Fig. 2(c). Small deviations from the experiment can be ascribed to deviations in the parameters used for simulation. Simulation as well as experiment gives larger displacements for the vortices compared to the antivortices. Therefore, the distance between both varies, which addresses the coupling between the quasiparticles. This oppositely directed displacement is superimposed onto a common displacement of all quasiparticles. Simulations show that both contributions can be decomposed into a vortex-antivortex chain with periodic boundary conditions, as shown in Fig. 4(b), and into a single vortex in a rectangular microstructure, as shown in Fig. 4(c). Using periodic boundary conditions [49], the relative displacement of an antivortex with respect to a vortex is analyzed in Fig. 4(b), which is named an infinite chain (pink circles). The period was chosen to match the width of the cross-ties from the structure in Fig. 4(a) resulting in a quasi-infinite repetition of the cross-tie structure. In contrast, the finite chain (green circles) shows the difference coordinate (antivortex minus vortex) from Fig. 4(a). Both curves stand in excellent agreement, indicating that the periodic antivortex-vortex chain is able to describe the relative displacement between vortices and antivortices quite well [50]. The boundary conditions can be represented by a rectangular microstructure as shown in Fig. 4(c). The dimensions of this rectangle are defined by the microstructure in Fig. 4(a), after cutting the four cross-ties in the center away and joining both end domains. The resulting structure is nearly a square. The red circles in Fig. 4(c) indicate the vortex core displacement in this rectangle. The simulated curve stands in excellent agreement with the vortex core positions from Fig. 4(a), which verifies that the vortex position in Fig. 4(a) is defined solely by the boundary domains of the microstructure. As the distance between vortices and antivortices is fixed by coupling potential and Zeeman energy, the position of the antivortices is then defined relative to the vortex position. The shadowed curve shows again the experimental vortex displacement from Fig. 2(c).

Thus, the oppositely phased displacement of the antivortices to the vortex can be reduced to a vortex-antivortex combination with periodic boundary conditions, as shown in the inset of Fig. 4(b). This insulated relative or oppositely phased displacement reflects the coupling between both quasiparticles. Figure 5 displays the exchange (green), stray-field (blue), and Zeeman energy (red) for the single periodic structure in an external field, as obtained from simulation. In an external field the microstructure decreases its energy by displacing the quasiparticles relative to each other. This results in a net magnetic moment that reduces the Zeeman energy and therefore the total energy. This effect is counterbalanced by an increase of stray-field energy, leading to a well-defined equilibrium distance between both particles, as shown in Fig. 4(b). The increase of stray-field energy originates from magnetic charges that arise due to the deformation of the intermediate domains between vortices and antivortices. This results in a linear restoring force which is in analogy to a harmonic oscillator. The total energy (sum of

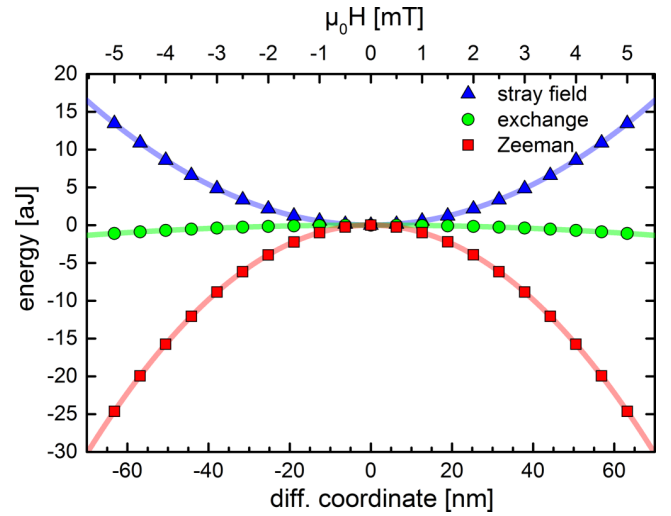


FIG. 5. Simulated energy contributions in a periodic vortex-antivortex-chain. The stray field (blue), exchange (green), and Zeeman (red) energy are plotted as a function of the external magnetic field (top axis) and a relative vortex-antivortex difference coordinate (bottom axis).

Zeeman, stray-field, and exchange energies) can therefore be written as

$$E = \frac{\kappa_{st} + \kappa_{ex}}{2} \cdot \Delta x^2 + D_Z \cdot \Delta x \cdot \mu_0 H,$$

where κ_{st} and κ_{ex} are the force constants due to the stray-field and the exchange energy, respectively, and D_Z denotes the strength of the Zeeman energy. A fit yields $\kappa_{st} = (6.73 \pm 0.01) \times 10^{-3} \frac{\text{J}}{\text{m}^2}$, $\kappa_{ex} = -(0.55 \pm 0.01) \times 10^{-3} \frac{\text{J}}{\text{m}^2}$, and $D_Z = -(7.79 \pm 0.01) \times 10^{-8} \frac{\text{J}}{\text{T m}}$. The total spring constant, mainly due to the stray-field energy, is only slightly lowered by the exchange energy. Furthermore, the excellent agreement between finite and infinite vortex-antivortex chain in Fig. 4(b) shows that only next-neighbor coupling between vortices and antivortices must be considered. The deviations from this ansatz are visible in Fig. 4(a), as the individual (anti-)vortices have slightly different amplitudes due to a different number of neighbors. As this effect is small, it is beyond visibility in the experiment and supports the claim that only next-neighbor coupling has to be accounted for.

IV. CONCLUSION

The coupling between vortices and antivortices in FeCoSiB microstructures was studied experimentally by TR-SEMPA. In a vortex-antivortex chain, the quasiparticles oscillate at opposite phase to each other (in analogy to an optical mode) under external field drive. An additional common motion occurs (in analogy to an acoustic mode), leading in total to a stronger field-dependent displacement for the vortices compared to the antivortices. Micromagnetic simulations are in excellent agreement with the experimental findings and show that common and relative displacements can be described by two reduced microstructures. The boundary condition is described by a rectangular microstructure containing only one

vortex and defines the position of the vortices in the finite chain. The relative displacement between vortices and antivortices can be reproduced in an infinite, periodic vortex-antivortex chain, where the antivortices are solely coupled to the vortex positions.

ACKNOWLEDGMENTS

The work was supported by DFG within Grant No. SFB668. We gratefully acknowledge support of Volker Rößisch, Dr. Dirk Meyners, and Professor Dr. Eckard Quandt from Kiel University for preparing the FeCoSiB films.

- [1] A. Hubert and R. Schäfer, *Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures* (Springer, Berlin, 2009).
- [2] E. Feldtkeller and H. Thomas, *Phys. Kondens. Mater.* **4**, 8 (1965).
- [3] E. E. Huber, D. O. Smith, and J. B. Goodenough, *J. Appl. Phys.* **29**, 294 (1958).
- [4] J. Raabe, R. Pulwey, R. Sattler, T. Schweinbock, J. Zweck, and D. Weiss, *J. Appl. Phys.* **88**, 4437 (2000).
- [5] T. Shinjo, T. Okuno, R. Hassdorf, K. Shigeto, and T. Ono, *Science* **289**, 930 (2000).
- [6] A. Wachowiak, J. Wiebe, M. Bode, O. Pietzsch, M. Morgenstern, and R. Wiesendanger, *Science* **298**, 577 (2002).
- [7] A. A. Thiele, *J. Appl. Phys.* **45**, 377 (1974).
- [8] S.-B. Choe, Y. Acremann, A. Scholl, A. Bauer, A. Doran, J. Stöhr, and H. A. Padmore, *Science* **304**, 420 (2004).
- [9] K. W. Chou, A. Puzic, H. Stoll, D. Dolgos, G. Schutz, B. Van Waeyenberge, A. Vansteenkiste, T. Tylliszczak, G. Woltersdorf, and C. H. Back, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 202505 (2007).
- [10] K. Y. Guslienko, B. A. Ivanov, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, and K. Fukamichi, *J. Appl. Phys.* **91**, 8037 (2002).
- [11] K. Y. Guslienko, X. F. Han, D. J. Keavney, R. Divan, and S. D. Bader, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 067205 (2006).
- [12] H. H. Langner, L. Bocklage, T. Matsuyama, and G. Meier, *Phys. Rev. B* **87**, 064420 (2013).
- [13] V. Novosad, F. Y. Fradin, P. E. Roy, K. S. Buchanan, K. Y. Guslienko, and S. D. Bader, *Phys. Rev. B* **72**, 024455 (2005).
- [14] V. S. Pribyl, I. N. Krivorotov, G. D. Fuchs, P. M. Braganca, O. Ozatay, J. C. Sankey, D. C. Ralph, and R. A. Buhrman, *Nat. Phys.* **3**, 498 (2007).
- [15] S. Rößler, S. Hankemeier, B. Krüger, F. Balhorn, R. Frömter, and H. P. Oepen, *Phys. Rev. B* **89**, 174426 (2014).
- [16] J. Shibata, Y. Nakatani, G. Tatara, H. Kohno, and Y. Otani, *Phys. Rev. B* **73**, 020403 (2006).
- [17] M. Pues, M. Martens, and G. Meier, *J. Appl. Phys.* **116**, 153903 (2014).
- [18] K. Shigeto, T. Okuno, K. Mibu, T. Shinjo, and T. Ono, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 4190 (2002).
- [19] K. Y. Guslienko, V. Novosad, Y. Otani, H. Shima, and K. Fukamichi, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 3848 (2001).
- [20] B. Krüger, A. Drews, M. Bolte, U. Merkt, D. Pfannkuche, and G. Meier, *Phys. Rev. B* **76**, 224426 (2007).
- [21] B. Krüger, M. Najafi, S. Bohlens, R. Frömter, D. P. F. Möller, and D. Pfannkuche, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 077201 (2010).
- [22] B. Krüger, A. Drews, M. Bolte, U. Merkt, D. Pfannkuche, and G. Meier, *J. Appl. Phys.* **103**, 07A501 (2008).
- [23] T. Eggebrecht, M. Möller, J. G. Gatzmann, N. Rubiano da Silva, A. Feist, U. Martens, H. Ulrichs, M. Münzenberg, C. Ropers, and S. Schäfer, *Phys. Rev. Lett.* **118**, 097203 (2017).
- [24] H. Hata, M. Goto, A. Yamaguchi, T. Sato, Y. Nakatani, and Y. Nozaki, *Phys. Rev. B* **90**, 104418 (2014).
- [25] J. Shibata, K. Shigeto, and Y. Otani, *Phys. Rev. B* **67**, 224404 (2003).
- [26] O. V. Sukhostavets, J. M. Gonzalez, and K. Y. Guslienko, *Appl. Phys. Express* **4**, 065003 (2011).
- [27] S. Jain, H. Schultheiss, O. Heinonen, F. Y. Fradin, J. E. Pearson, S. D. Bader, and V. Novosad, *Phys. Rev. B* **86**, 214418 (2012).
- [28] H. Jung, K.-S. Lee, D.-E. Jeong, Y.-S. Choi, Y.-S. Yu, D.-S. Han, A. Vogel, L. Bocklage, G. Meier, M.-Y. Im, P. Fischer, and S.-K. Kim, *Sci. Rep.* **1**, 59 (2011).
- [29] J. Miguel, J. Sánchez-Barriga, D. Bayer, J. Kurde, B. Heitkamp, M. Piantek, F. Kronast, M. Aeschlimann, H. A. Dürr, and W. Kuch, *J. Phys.: Condens. Matter* **21**, 496001 (2009).
- [30] R. Frömter, F. Kloodt, S. Rößler, A. Frauen, P. Staack, D. R. Cavicchia, L. Bocklage, V. Rößisch, E. Quandt, and H. P. Oepen, *Appl. Phys. Lett.* **108**, 142401 (2016).
- [31] K. Koike and K. Hayakawa, *Jpn. J. Appl. Phys.* **23**, L187 (1984).
- [32] H. P. Oepen and J. Kirschner, *J. Phys., Colloq.* **49**, 1853 (1988).
- [33] J. Unguris, D. T. Pierce, and R. J. Celotta, *Rev. Sci. Instrum.* **57**, 1314 (1986).
- [34] R. Frömter, S. Hankemeier, H. P. Oepen, and J. Kirschner, *Rev. Sci. Instrum.* **82**, 033704 (2011).
- [35] H. Hopster and H. P. Oepen, in *SEMPA Studies of Thin Films, Structures, and Exchange Coupled Layers. Magnetic Microscopy of Nanostructures* (Springer, Berlin, 2005), p. 137.
- [36] H. P. Oepen and R. Frömter, *Scanning Electron Microscopy with Polarisation Analysis. Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials* (Wiley, Chichester, UK, 2007).
- [37] F. Lofink, A. Philippi-Kobs, M. R. Rahbar Azad, S. Hankemeier, G. Hoffmann, R. Frömter, and H. P. Oepen, *Phys. Rev. Appl.* **8**, 024008 (2017).
- [38] K. Koike, *Microscopy* **62**, 177 (2013).
- [39] B. Boehm, A. Bisig, A. Bischof, G. Stefanou, B. J. Hickey, and R. Allenspach, *Phys. Rev. B* **95**, 180406 (2017).
- [40] E. C. Corredor, S. Kuhrau, F. Kloodt-Twesten, R. Frömter, and H. P. Oepen, *Phys. Rev. B* **96**, 060410(R) (2017).
- [41] J. Lucassen, F. Kloodt-Twesten, R. Frömter, H. P. Oepen, R. A. Duine, H. J. Swagten, B. Koopmans, and R. Lavrijsen, *Appl. Phys. Lett.* **111**, 132403 (2017).
- [42] Y. Acremann, V. Chembrolu, J. P. Strachan, T. Tylliszczak, and J. Stöhr, *Rev. Sci. Instrum.* **78**, 014702 (2007).
- [43] N. Rubiano da Silva, M. Möller, A. Feist, H. Ulrichs, C. Ropers, and S. Schäfer, *arXiv:1710.03307*.
- [44] K. Kuepper, M. Buess, J. Raabe, C. Quitmann, and J. Fassbender, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 167202 (2007).
- [45] The Oersted field is numerically calculated under the assumption of a homogeneous current over the rectangular cross-section of the microstrip.
- [46] Fe₇₀Co₈Si₁₂B₁₀ consists mainly of Fe. Therefore, the exchange constant of Fe (22 pJ/m) [51] is used for the micromagnetic simulations. The exchange constant of Co is slightly higher (31 pJ/m) [51].
- [47] B. Mozooni and J. McCord, *Appl. Phys. Lett.* **107**, 042402 (2015).

- [48] C. Abert, A. Drews, B. Krüger, and G. Selke, MICROMAGNUM, v0.2 (2016), <http://micromagnum.informatik.uni-hamburg.de/>.
- [49] By periodic boundary conditions we signify that for calculating the stray field the simulated structure is repeated 200 times in the x direction. The simulations were reproduced with 500 repeats to rule out that the amount of repeats is affecting the result.
- [50] Under the action of an external field the coupling potential defines only the difference coordinate between vortex and antivortex in the periodic structure. Although the system is translation invariant, both particles follow well-defined trajectories, given by the Thiele equation, that depend on the starting position of both quasiparticles, their gyrovector (same absolute value for both), and their dissipation tensor (different for both). As the dissipation for the antivortex is larger, its absolute movement is smaller. In contrast to the finite structure no restoring force positions both particles in the translation-invariant system. In any case vortex and antivortex move in opposite directions, showing clearly that an explanation of the experimentally found slopes with different dissipation tensors is not possible.
- [51] H. Kronmüller and M. Fähnle, *Micromagnetism and the Microstructure of Ferromagnetic Solids* (Cambridge University Press, Cambridge, England, 2009).

5.4 Zusammenfassung und Ausblick

In den vorhergehenden Abschnitten wurde bereits das Potenzial, das die TR-SEMPA bietet, verdeutlicht. Der verwendete Aufbau lässt sich unabhängig von einem Synchrotron betreiben und steht daher jederzeit, unabhängig von bewilligten Messzeiten, zur Verfügung. Weitere Vorteile der statischen SEMPA, wie eine vektorielle Abbildung der Magnetisierung einer Probe, bestehen auch in dem zeitaufgelösten Messmodus. Insbesondere ist die SEMPA nicht auf für Photonen oder Elektronen transparente Proben angewiesen und bietet die Möglichkeit, den Magnetismus oberflächensensitiv abzubilden.

Der vorhandene Aufbau stellt eine zeitliche Auflösung von (720 ± 80) ps bereit, die sich im Wesentlichen durch unterschiedliche Flugzeiten der nicht monochromatisch erzeugten Sekundärelektronen begründen lässt. Herausgearbeitet wurde, dass eine Verbesserung der zeitlichen Auflösung möglich ist, sodass sich Werte im Bereich von 200 ps für einen LEED-Detektor und noch bessere Werte für einen Mott-Detektor realisieren lassen sollten.

Die neu entwickelte Technik der TR-SEMPA bietet damit eine einzigartige Kombination an Möglichkeiten, um Magnetisierungsdynamik auf kurzen Orts- und Zeitskalen untersuchen zu können. Perspektivisch lässt sich daher davon ausgehen, dass diese Technik in den nächsten Jahren weitere Beiträge zu dem Verständnis dynamischer, magnetischer Prozesse liefern kann. Basierend auf der vorgestellten Arbeit konnten Schönke *et al.* [372] das TR-SEMPA-Konzept auch an einem kommerziell erhältlichen Instrument reproduzieren. Die dort erzielte zeitliche Auflösung ist mit $(1,8 \pm 0,4)$ ns jedoch etwas niedriger als in dieser Arbeit, was sich auf die verwendeten Channeltrons anstelle von MCPs als Elektronenverstärker zurückführen lässt.

In einer Anwendung wurde in Abschnitt 5.3 bereits die Kopplung zwischen magnetischen Vortizes und Antivortizes untersucht, die gemeinsam in einer Mikrostruktur eingeschlossen sind. Als ein Ausblick lässt sich perspektivisch auch die Dynamik magnetischer Skyrmionen untersuchen, die ebenfalls als zukünftige magnetische Informationsträger diskutiert werden und bspw. in einem „Skyrmion Racetrack“-Speicher [13–15] Verwendung finden könnten. Die moderaten externen Magnetfelder von rund 10 mT, die bisher häufig für die Stabilisierung solcher Skyrmionen erforderlich waren [31, 91], sind dabei durchaus kompatibel mit der SEMPA-Technik (vgl. Diskussion in Abschnitt 3.6).

Wie im Kapitel 4 bereits dargelegt wurde, bestehen in Bezug auf die Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung, welche die Ursache solcher Skymionen ist, noch zahlreiche offene Fragen und auch für die mit am häufigsten untersuchten Grenzflächen Co/Pt und Co/Ir besteht gegenwärtig noch ein Diskurs, inwiefern die Beiträge beider Grenzflächen tatsächlich ein anderes oder doch dasselbe Vorzeichen liefern. Zumindest theoretische Berechnungen von idealen Systemen stimmen in den Vorzeichen überein und liefern insofern ein qualitativ, doch leider nicht quantitativ, konsistentes Bild. Insbesondere experimentelle Werte der Co/Ir-Grenzfläche sind jedoch nicht einmal qualitativ konsistent. Statt bereits die Dynamik von Skymionen in Multilagensystemen zu betrachten, soll daher in dieser Arbeit ein anderer Weg eingeschlagen werden. In einem nächsten Schritt wird die DMI grundlegend an nahezu idealen Co/Ir(111)- und Co/Pt(111)-Grenzflächen untersucht.

6 Magnetismus ultradünner Co-Schichten auf Ir(111) und Pt(111)

Verschiedene Ab-initio-Berechnungen [36, 37, 54, 110] legen nahe, dass Co/Pt- und Co/Ir-Grenzflächen DMI-Konstanten unterschiedlichen Vorzeichens hervorrufen, die sich folglich aufsummieren, wenn Kobalt in einer Schichtsequenz zwischen Platin und Iridium aufgebracht wird [36]. Diese aus Berechnungen stammende Erkenntnis, wird jedoch von experimentellen Untersuchungen oftmals in Frage gestellt [43, 48–51]. In Kapitel 4 wurde herausgearbeitet, dass Untersuchungen [43, 49–53] an Proben, die durch Sputterdeposition hergestellt wurden, auf eine abschwächende Wirkung beider Grenzflächen schließen und somit das Gegenteil vermuten lassen. Variationen unter den einzelnen Experimenten implizieren jedoch auch, dass diese Experimente keine intrinsischen Eigenschaften der eigentlichen Co/Ir(111)- oder Co/Pt(111)-Grenzflächen untersuchen, sondern beispielsweise durch Materialdurchmischung abgeänderte Werte messen [28, 32, 110, 398].

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wird aus diesem Grund die DMI von nahezu perfekten Co/Pt(111) und Co/Ir(111)-Grenzflächen betrachtet. Dafür werden Kobaltschichten im Ultrahochvakuum thermisch auf monokristallinem Substrat aufgebracht und *in situ* untersucht. Die auf diese Weise hergestellten Proben weisen besonders scharfe Grenzflächen auf (d.h. mit einer minimalen Materialdurchmischung) und bieten gleichzeitig eine maximale kristalline Ordnung. Beide betrachteten Systeme stellen damit die maximal mögliche Vergleichbarkeit zu theoretischen Berechnungen her. Über die Messung der DMI einer spezifischen Grenzfläche hinaus ist daher vorstellbar, dass die gemessenen Werte als eine Art Vergleichsmaß genutzt werden, das ermöglicht Ergebnisse aus Ab-initio-Berechnungen zu evaluieren und somit die Aussagekraft von solchen Berechnungen der DMI zukünftig weiter zu verbessern.

Angemerkt sei, dass sich die im Rahmen dieser Arbeit getroffenen Aussagen genau genommen auf das gesamte Co/Ir(111)- und Co/Pt(111)-System beziehen und nicht nur auf die Co/Substrat-Grenzflächen. Wie im Abschnitt 2.1.4 diskutiert wurde, kann auch ein ge-

ringerer Beitrag der Vak./Co-Grenzfläche zur DMI nicht ausgeschlossen werden. Gleiches gilt allerdings auch für Co/Ir(111)- oder Co/Pt(111)-Systeme, welche einer Berechnung zu Grunde gelegt werden [36–38, 54, 107–111, 409].

In dem anschließenden Abschnitt 6.1 wird zunächst auf die Präparation der Kobaltschichten sowie deren Grenzflächen mit Ir(111) und Pt(111) eingegangen. Es folgen zwei Publikationen, die sich in Abschnitt 6.2 mit der DMI von Co/Ir(111) und Co/Pt(111) auseinandersetzen und diese möglichst präzise bestimmen. Über die beiden Publikationen hinaus wird anschließend auf die Bestimmung der DMI aus Domänenwänden vertieft eingegangen und die damit verbundenen Annahmen hinterfragt. Im Zuge dessen wird ausgearbeitet, dass in mehreren Publikationen [48, 96, 97, 99] die DMI systematisch falsch abgeleitet wird. Nach einer Zusammenfassung der gefundenen Resultate folgt ein ausführlicher Ausblick über die potentiellen Möglichkeiten, die die beiden Systeme Co/Pt(111) und Co/Ir(111) für zukünftige Experimente bieten können.

6.1 Präparation und Charakterisierung der Kobaltlagen

Die Co/Ir(111) und Co/Pt(111)-Proben werden in einer separaten Präparationskammer, die direkt mit dem SEMPA-Experiment verbunden ist, hergestellt und können *in situ* zwischen beiden Vakuumkammern transferiert werden. Während die Präparationskammer einen Basisdruck von $5 \cdot 10^{-11}$ hPa besitzt, ist der Druck in der SEMPA-Kammer durchgängig unterhalb von $4 \cdot 10^{-11}$ hPa.

In diesem Unterkapitel wird zunächst die Präparation der beiden Einkristalle vorgestellt. Dabei wird die systematische Verarmung von Fremdatomen sowie die Herstellung einer hohen kristallinen Ordnung thematisiert. Der anschließende Abschnitt 6.1.3 beschäftigt sich mit dem präzisen Auftragen weniger Kobaltlagen unter Verwendung einer Elektronenstoßheizung und quantifiziert die experimentelle Genauigkeit dieses Prozesses. Auf dieser Grundlage wird daraufhin das Wachstum von Kobalt auf Ir(111) sowie auf Pt(111) diskutiert.

6.1.1 Präparation der Ir(111)-Oberfläche

Für das Experiment wurde ein Iridiumeinkristall der Firma MaTecK mit einer (111)-Orientierung verwendet. Die Reinheit des Kristalls ist oberhalb von 99,99% angegeben und im Vorwege erfolgte eine Politur mit einer Rautiefe unterhalb von 0,01 μm . Die Orientierungsgenauigkeit der (111)-Oberfläche ist unterhalb von $0,1^\circ$ spezifiziert und entspricht damit einem minimalen Terrassenabstand von 130 nm.

Heizen unter Sauerstoffeinlass

Nach dem erstmaligen Einschleusen wird der Ir(111)-Einkristall in einer Sauerstoffatmosphäre (10^{-8} hPa) mehrfach auf 1400 K geheizt. Dieses Heizen dient dem Zweck mögliche organische Überreste (Kohlenstoffverbindungen) restlos von der Kristalloberfläche zu entfernen [432]. Die Temperatur des Einkristalls wird währenddessen mittels eines Pyrometers¹ gemessen und parallel kann die Desorption von Kohlenstoffmonoxid mittels eines Massenspektrometers (Pfeiffer Vacuum QMS 200 PrismaTM) aufgezeichnet werden. Um ein Aufheizen von Probenhalter und Manipulatoranteilen, die sich in unmittelbarer Nähe des Einkristalls befinden, minimal zu halten, erfolgt ein periodisches Heizen des Kristalls mit einer Periodendauer von 20 min, in der für eine Minute 1400 K gehalten werden. Das periodische Heizen in Sauerstoff wird nach drei Tagen bzw. 216 Zyklen gestoppt.

Anschließend wird die Oberfläche des Ir(111)-Kristalls mittels Niederenergieelektronenbeugung (LEED) sowie Augerelektronenspektroskopie (AES) untersucht. Das LEED-Muster links in der Abbildung 6.1 weist bei einer Energie von 70 eV noch unscharfe LEED-Reflexe sowie einen hohen Untergrund auf. Die einzelnen LEED-Reflexe, die mit der Gitterkonstanten von Ir(111) übereinstimmen, werden jeweils von sechs Satelliten umgeben. Ein solches LEED-Muster kann jedoch nur zustande kommen, wenn im Realraum mehr als eine Gitterkonstante vorliegt, da z.B. ein Material auf einem anderen Material aufgewachsen wird. Mittels AES lässt sich zeigen, dass neben Iridium auch Sauerstoff

¹Verwendet wird das ortsveränderliche Pyrometer PYROSPOT DG 80NV. Dieses Pyrometer nutzt den Spektralbereich von 1,45 μm bis 1,8 μm , in dem die normale spektrale Abstrahlung von Iridium für eine Temperatur leicht unterhalb von 1500 K sich bei $\epsilon = 0.18$ [433] befindet. Die Transmission des 2 mm dicken Fensters der Vakuumkammer aus Borosilikatglas liegt bei 90% und ist in dem betrachteten Spektralbereich konstant [434].

(siehe AES-Ausschnitt rechts in der Abbildung 6.1) sonst aber keine weiteren Elemente vorliegen. Dies legt die Vermutung nahe, dass das Auftreten der Satellitenreflexe durch den vorhandenen Sauerstoff induziert wird.

Sauerstoffadatome auf einer sauberen Ir(111)-Oberfläche bilden eine (2x2) Überstruktur [253, 436–439], die hier nicht beobachtet wird. Es lässt sich daher davon ausgehen, dass durch das Heizen in der Sauerstoffatmosphäre ein Oberflächenoxid entsteht. Abhängig von Temperatur und Sauerstoffpartialdruck können auf Ir(111) unterschiedliche Oberflächenoxidphasen beobachtet werden [435, 436, 439–441]. Da der Sauerstoffpartialdruck mit 10^{-8} hPa in diesem Experiment relativ gering ist, lässt sich nur eine sehr dünne, wenige Atomlagen umfassende Oxidschicht erwarten [435, 436]. Die maximale Oxidationsstufe von Iridium, IrO_3 , liegt ausschließlich in der Gasphase vor [442]. Bei verhältnismäßig starker Oxidation wächst auf der

Ir(111)-Oberfläche eine dünne IrO_2 (100)-Schicht [435, 439–441] in einer Rutilkristallstruktur oder eine Ir_2O_3 (001)-Schicht [440, 441] in einer Korundkristallstruktur. Das beobachtete LEED-Muster lässt sich in [435, 436] wiederfinden und wird von Rai *et al.* [435] einer IrO_2 (100)-Schicht mit einer $(\sqrt{3} \times \sqrt{3})\text{R}30^\circ$ -Periodizität in Bezug auf die Ir(111)-Oberfläche zugeordnet, die auf bis zu vier Atomlagen heranwachsen kann. Dabei stoppt die Oberflächenoxidschicht selbst den Oxidationsprozess [435, 436].

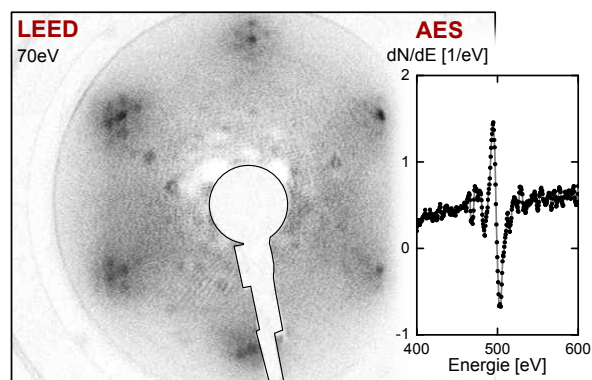


Abbildung 6.1: LEED- und AES-Untersuchung des unter Sauerstoffeinlass geheizten Ir(111)-Kristalls. Mittels LEED lassen sich sechs Satellitenreflexe ausmachen, die eine Oberflächenoxidation aufzeigen [435, 436]. Dieser Befund wird durch AES zusätzlich gestützt, da der charakteristische Sauerstoffpeak bei einer Energie von 503 eV (O KLL) deutlich ausgeprägt ist. Neben Iridium selbst werden ansonsten keine weiteren Elemente nachgewiesen.

Obgleich die verschiedenen Oxidationsphasen einer Ir(111)-Oberfläche bereits mehrfach untersucht wurden [435, 439–441] und daher hinlänglich bekannt sind, wurde bisher stets eine räumlich homogene Oxidschicht angenommen. Wie die nebenstehende Abbildung 6.2 verdeutlicht, ist diese Annahme hier nicht gerechtfertigt. Mittels SEM lassen sich *in situ* zwei unterschiedliche Helligkeitsstufen ausmachen, die zwei verschiedenen Iridiumoxidphasen entsprechen. Die Abbildung mittels Sekundärelektronen besitzt dabei eine Potenzialabhängigkeit [210] und ist somit auf unterschiedliche Austrittsarbeiten aber auch auf einen möglichen Aufladungseffekt sensitiv. Das zuvor gezeigte LEED-Muster kann der dunkleren Phase zugeordnet werden. Aufgrund der hohen Strahlbreite des LEED-Instruments lässt sich die helle Phase nicht separat mittels LEED betrachten. Das um den Faktor 100 vergrößerte Insetbild in der Abbildung 6.2 zeigt, dass es sich an dieser Stelle auch nicht um einen homogenen Film handelt, sondern die helle Phase aus Inseln besteht. Die Höhe dieser Inseln lässt sich mittels SEM jedoch nicht bestimmen. Des Weiteren lässt sich beobachten, dass kein kontinuierlicher Übergang zwischen heller und dunkler Phase besteht, sondern die Dichte der hellen Inseln von innen nach außen ansteigt. Die kreisförmigen, hellen Bereiche, die über den Kristall verteilt zu beobachten sind, entstehen ausschließlich zentriert um Partikel, die auf der Oberfläche verblieben sind und daher als „Keimzentren“ fungieren.

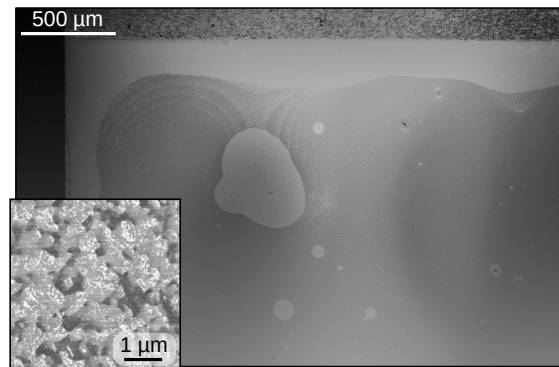


Abbildung 6.2: SEM-Aufnahme zweier Oxidphasen auf der Oberfläche des Ir(111)-Einkristalls. Auf der linken Seite und oben im Bild sind jeweils die Kanten des rechteckigen Kristalls zu erkennen, dessen (111)-Oberfläche im SEMPA gegenüber der Säule verkippt ist. Die dunklere Phase kann anhand ihres LEED-Musters einer dünnen IrO₂ (100)-Schicht zugeordnet werden. Links unten in der Abbildung wird die helle Phase um einen Faktor 100 vergrößert dargestellt, so dass eine inhomogene Struktur ersichtlich wird. Der überlagerte Helligkeitsverlauf, wie der Halbkreis auf der rechten Seite, ist ein Artefakt des verwendeten SEM bei geringen Vergrößerungen.

Durch weitere Heizzyklen ohne Sauerstoff schrumpft diese helle Phase, während sie sich durch Heizzyklen mit Sauerstoff weiter ausdehnt. Daher liegt der Schluss nahe, dass es

sich hier um eine sauerstoffreichere Oxidschicht handelt. Die gemachte Beobachtung deckt sich qualitativ mit Berechnungen von Asadian *et al.* [443]. Diese deuten an, dass während des Heizens bei einem Sauerstoffpartialdruck von 10^{-8} hPa der Sauerstoff der IrO_2 -Phase nach und nach desorbieren kann, doch während des Abkühlvorgangs wieder IrO_2 entstehe. Üblicherweise wird daher durch ein anschließendes Heizen ohne Sauerstoffeinlass bei hinreichend hoher Temperatur (1400 K [440], 1400 K [435], 1550 K [436], 1570 K [444], 1570 K [37]) sämtlicher Sauerstoff von der Ir(111)-Oberfläche abgespalten und desorbiert.

Herstellung und Untersuchung der Ir(111)-Oberfläche

Durch anschließende Heizzyklen ohne Sauerstoffeinlass bei 1550 K lässt sich beobachten, dass jegliche Oxidschicht verschwindet. Anschließend wird mittels Argonionensputtern (1 μA ; 500 V) und gleichzeitigem Heizen des Kristalls auf 1440 K eine saubere und atomar geordnete Ir(111)-Oberfläche präpariert. Ein scharfes $p(1 \times 1)$ -LEED-Muster (siehe Abbildung 6.3) kann daraufhin beobachtet werden, das eine hohe kristalline Ordnung at-

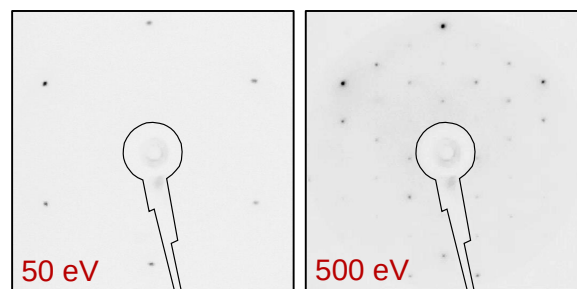


Abbildung 6.3: LEED-Muster des sauberen Ir(111)-Einkristalls bei einer Energie von 50 eV (links) und 500 eV (rechts). Der eingezeichnete Bereich stellt die Elektronenkanone sowie deren Befestigung und Verkabelung dar.

testiert und gleichzeitig Überstrukturen oder auch inkommensurabel wachsende Oxidschichten ausschließt. Ebenso belegt das AES in der Abbildung 6.4, dass die Anzahl von Fremdatomen auf der Oberfläche unterhalb von 1% liegt². Das gemessene Spektrum (blau) kann dabei mit einem Referenzspektrum (grau) [445] verglichen werden und weist nur Peaks auf, die dem Material Iridium selbst zugeordnet werden können. Insbesondere wurden in dem Spektrum auch die Energien der häufigsten Verunreinigungen, Kohlenstoff

²Im Rahmen der in Abschnitt 6.1.4 durchgeführten Untersuchung lässt sich ausmachen, dass über den 716 eV-Auger-Peak von Kobalt die Nachweisgrenze des Kobalts bei 1 bis 2 Kobaltatomen pro 100 Iridiumatomen liegt. Die um den Faktor zwei und drei stärker ausgeprägten Auger-Peaks der möglichen Fremdatome Sauerstoff (503 eV) und Kohlenstoff (272 eV) [445] lassen sich entsprechend bei einem Anteil unterhalb von 1% noch detektieren.

(272 eV) und Sauerstoff (503 eV), markiert. Erstere lässt sich schwach in dem Referenzspektrum, jedoch nicht in dem gemessenen Spektrum, ausmachen.

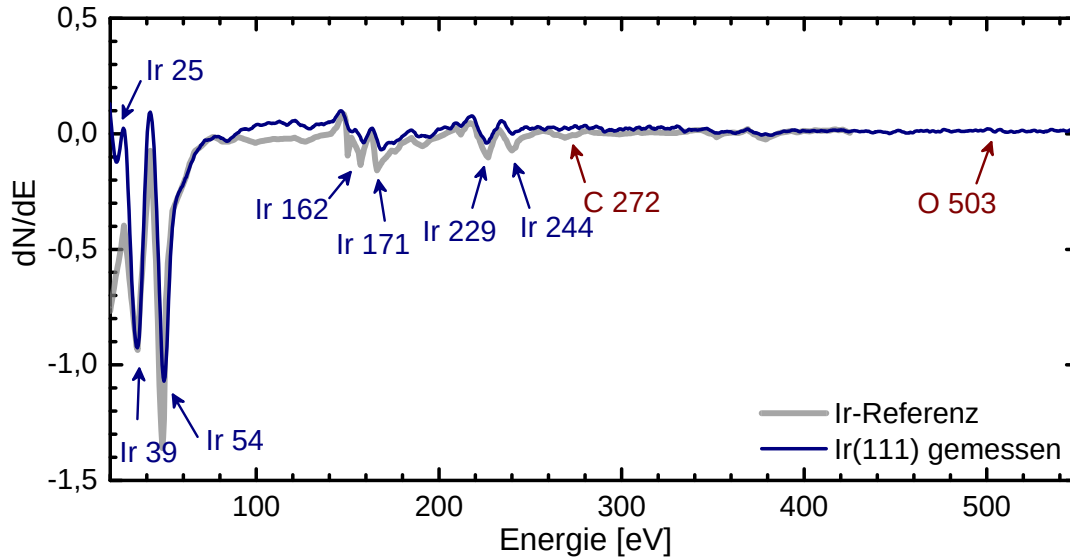


Abbildung 6.4: Differenziertes Auger-Elektronenspektrum (AES) des gereinigten Ir(111)-Einkristalls. Die blaue und graue Kurve zeigen jeweils das gemessene Spektrum sowie ein Referenzspektrum aus [445], die beide bei einer Strahlenergie von 3 keV aufgezeichnet wurden. Das aufgezeichnete AES weist nur Peaks auf, die dem Material Iridium selbst zugeordnet werden können, und belegt damit die Reinheit der Oberfläche. Die Energien der häufigsten Verunreinigungen, Kohlenstoff (272 eV) und Sauerstoff (503 eV), wurden ebenfalls markiert. Erstere lässt sich schwach in dem Referenzspektrum, nicht jedoch in dem gemessenen Spektrum, ausmachen.

Das Auger-Spektrum belegt damit die Reinheit der Ir(111)-Oberfläche. Die beiden LEED-Muster in der Abbildung 6.3 weisen des Weiteren eine hohe kristallinen Ordnung der Iridiumoberfläche nach, bieten jedoch keine Informationen über die Anordnung der Iridiumatome innerhalb einer Oberflächeneinheitszelle. Solche tiefergehenden Informationen lassen sich mittels IV-LEED extrahieren. In der Abbildung 6.5 werden die aufgezeichneten Intensitäten der (0, 1)- und $(\bar{1}, 0)$ -Reflexe den experimentellen Werten und Berechnungen aus [432] gegenübergestellt. Aufgrund der dreizähligen Symmetrie der Ir(111)-Oberfläche sind jeweils die Reflextripletts gleicher Farbe in Abbildung 6.5a) äquivalent³. Die aufgezeichneten IV-LEED-Spektren weisen eine moderate Übereinstimmung mit den experimentellen und berechneten Daten aus [432] auf. Wesentliche Merkmale und Energien stimmen überein, obgleich auch Abweichungen zu beobachten sind. Die Berechnung aus

³In der etablierten Nomenklatur werden die Beugungsreflexe (h,k) bezüglich der reziproken Vektoren der auf die Oberfläche beschränkten Gittervektoren definiert. Siehe [253] für weitere Informationen.

dynamische Effekte um mehrere Elektronenvolt verschoben sein [253], sodass die Anwendung der kinematisch abgeleiteten Gleichung an dieser Stelle nicht sinnvoll ist. Obgleich im direkten Vergleich mit den Daten von Matsumoto *et al.* [432] verschiedene Merkmale unterschiedlich stark ausgeprägt sind, besteht für beide Reflexe eine gute Übereinstimmung in den jeweiligen Peakpositionen. Da die Positionen dieser dynamischen „Bragg-Peaks“ durch die Abstände der einzelnen Atomlagen definiert werden, spiegelt das den Rechnungen zugrundeliegende Modell (vgl. Abbildung 6.5c) bezüglich der Lagenabstände die vorliegende Situation sehr gut wieder. Wie auch zu erwarten ist, weichen die Lagenabstände im Rahmen des Fehlers nicht von dem Wert eines Iridiumfestkörpers ($2,217 \text{ \AA}$) ab. Insbesondere wird auch keine Abstandsveränderung der ersten Atomlage beobachtet.

Während darüber hinaus einzelne Merkmale des $(0, 1)$ -Reflexes mit den Daten und daher dem Modell von Matsumoto *et al.* [432] sehr gut übereinstimmen, trifft dies leider nicht auf den $(\bar{1}, 0)$ -Reflex zu. Obgleich auch in diesem Reflex ähnliche Peakformen zu beobachten sind, lassen sich beispielsweise um 300 eV auch signifikante Abweichungen ausmachen. Die Ursache für diese Abweichung kann ohne zusätzliche dynamische LEED-Rechnungen leider nicht aufgeklärt werden. Da eine solche Rechnung jedoch mit einem deutlich höheren Aufwand verbunden ist und für die vorliegende Arbeit nur geringen Mehrwert bietet, können an dieser Stelle die Abweichungen zu dem Modell von Matsumoto *et al.* [432] leider nicht aufgeklärt werden. Potenziell könnte eine andere Stapelabfolge, in der bspw. die oberste Iridiumlage die hcp-Gitterplätze einnimmt, eine unterschiedliche Fehlorientierung der Ir(111)-Einkristalle zwischen den Experimenten oder eine leichte Verkipfung des Iridiumkristalls in einem der Experimente Abweichungen hervorrufen. Da Matsumoto *et al.* [432] und Chan *et al.* [446] übereinstimmend berichten, dass alle Iridiumatome die fcc-Gitterplätze besetzen und insbesondere auch die oberste Iridiumlage diese fcc-Plätze beibehält, lässt sich ersteres zumindest verwerfen.

Zusammenfassend lässt sich herausstellen, dass die präparierte Ir(111)-Oberfläche sich sehr nahe an einer perfekten Ir(111)-Oberfläche befindet, wie sie beispielsweise Berechnungen der DMI zu Grunde gelegt wird. Mittels AES kann gezeigt werden, dass Fremdatome, wenn diese vorhanden sind, nur unterhalb der Nachweisgrenze vorliegen können. Die LEED-Untersuchungen belegen, dass eine hohe kristalline Ordnung vorhanden ist und dass eine Relaxation der obersten Lagen nicht stattfindet. Die Lagenabstände an der Oberfläche entsprechen den Werten eines Iridiumfestkörpers.

6.1.2 Präparation der Pt(111)-Oberfläche

Die Präparation des Pt(111)-Einkristalls erfolgt ebenfalls in der separaten Präparationskammer, die direkt mit dem SEMPA-Experiment verbunden ist. Der Pt(111)-Kristall wird abwechselnd durch ein Argonionensputtern ($1\text{ }\mu\text{A}$; 500 V) und ein Heizen unter Sauerstoffeinlass (Sauerstoffpartialdruck von $2 \cdot 10^{-8}\text{ hPa}$), bei dem für 50 min eine Temperatur von 900 K gehalten wird, gereinigt. Final wird der Pt(111)-Einkristall auf 1050 K erhitzt, um verbleibende Sauerstoffatome von der Oberfläche zu desorbieren. Eine Oberflächenoxidation wird nicht beobachtet.

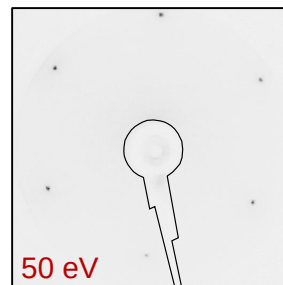


Abbildung 6.6: LEED-Muster des gereinigten Pt(111)-Einkristalls bei einer Energie von 50 eV . Der eingezeichnete Bereich stellt die Elektronenkanone sowie deren Befestigung und Verkabelung dar.

Die Abbildung 6.7 zeigt das differenzierte AES des gereinigten Pt(111)-Einkristalls. Wieder entsprechen die blaue und die graue Kurve dem gemessenen Auger-Spektrum sowie dem Referenzspektrum aus [445] und beide werden bei einer Strahlenergie von 3 keV aufgezeichnet. Die beobachteten Auger-Peaks können fast alle Platin zugeordnet werden. Bei einer Energie von 272 eV lässt sich auch ein minimaler Kohlenstoffpeak ausmachen. Dieser verhältnismäßig geringe Peak steigt linear mit der Messzeit an und lässt sich somit auf den Einfluss des AES-Instruments selbst zurückführen, welches zu diesem Zeitpunkt noch nicht optimal betrieben werden konnte. Mittels LEED lässt sich ein scharfes $p(1 \times 1)$ -Muster ohne nennenswerten Hintergrund beobachten (siehe Abbildung 6.6), das eine hohe kristalline Ordnung anzeigt. Insbesondere kann eine Überstruktur aus Adatomen ausgeschlossen werden.

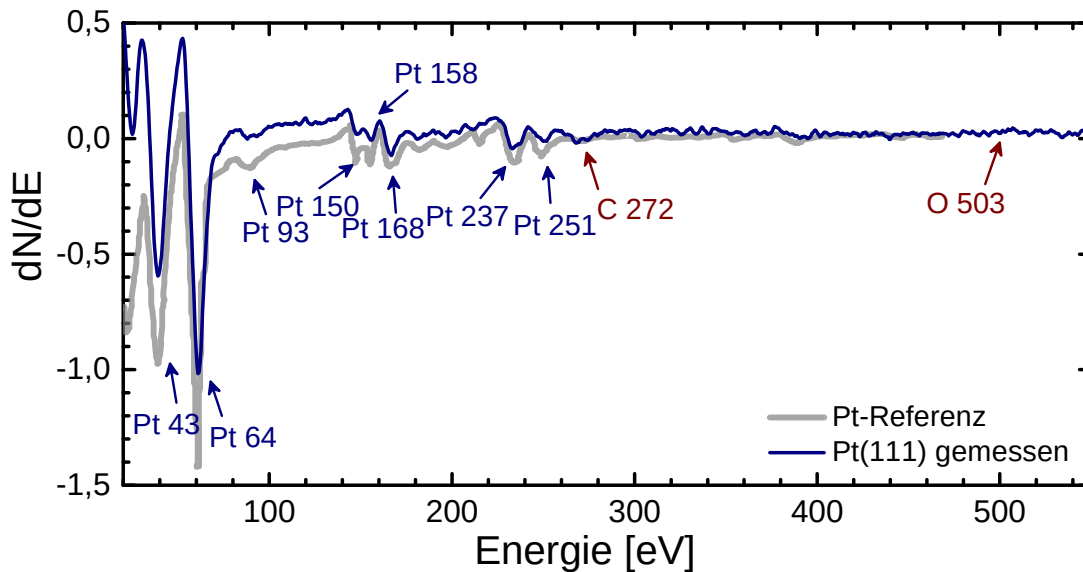


Abbildung 6.7: Differenziertes Auger-Elektronenspektrum (AES) des gereinigten Pt(111)-Einkristalls. Die blaue und graue Kurve zeigen jeweils das gemessene Spektrum sowie ein Referenzspektrum von Platin aus [445]. Beide Spektren werden bei einer Strahlenergie von 3 keV aufgezeichnet.

6.1.3 Präzises Aufdampfen weniger Kobaltlagen

Auf den gereinigten Einkristallen werden wenige Kobalteinzellagen unter kontrollierten Bedingungen durch Elektronenstoßheizung von einem hochreinen, 2 mm dicken Kobaltstab aufgedampft. Die kinetische Energie von Atomen bei der thermischen Verdampfung ist mit rund 0,2 eV eine Größenordnung geringer als bei dem häufiger verwendeten Magnetronspütern [447], sodass eine Materialdurchmischung vernachlässigbar ist. Eine Regelung⁴ des Kobaltionenstromes, der auf eine ringförmige Messelektrode fällt, stellt eine konstante Aufdampftrate sicher. Eine zusätzliche Kontrolle bietet die Aufzeichnung des Probenstromes. Während des Aufdampfens befinden sich der Ir(111)- und der Pt(111)-Kristall stets bei Raumtemperatur und der Druck überschreitet nicht $2 \cdot 10^{-10}$ hPa.

Durch ein sich in geringem Abstand zur Kristalloberfläche (≈ 1 mm) befindendes Aluminiumblech, das über einen Piezomotor verfahren werden kann, können einzelne Bereiche eines Kristalls während des Aufdampfens abgedeckt werden. Auf diese Weise lassen sich

⁴In einer Regelschleife wird die Beschleunigungsspannung der eintreffenden Elektronen geregelt, sodass der Ionenstrom auf der Messelektrode konstant bleibt. Manuell wird der Kobaltstab nachgefahren, sodass Beschleunigungsspannung und Filamentstrom konstant bleiben.

auf einer Probe verschiedene Kobaltschichtdicken realisieren, die in demselben Arbeitsschritt unter denselben Bedingungen hergestellt werden. Eine im Rahmen dieser Arbeit programmierte PC-Steuerung des Piezomotors erlaubt sowohl eine kontinuierliche Zunahme der Kobaltdicke in eine Richtung als auch eine gestufte Dickenzunahme sowie beliebige Kombinationen aus beiden.

Die Abbildung 6.8 gibt das AES einer $(12,8 \pm 0,3)$ ML-dicken Kobaltschicht wieder, die auf den gereinigten Ir(111)-Einkristall aufgebracht wurde. Die blaue und graue Kurve zeigen jeweils das gemessene Spektrum sowie ein Referenzspektrum für Kobalt aus [445]. Beide Spektren wurden bei einer Strahlenergie von 3 keV aufgezeichnet. Das hier gemessene AES weist nur Peaks auf, die dem Material Kobalt selbst zugeordnet werden können. Die Energien der häufigsten Verunreinigungen, Kohlenstoff (272 eV) und Sauerstoff (503 eV), wurden ebenfalls markiert. Beide lassen sich in dem Referenzspektrum, nicht jedoch in dem gemessenen Spektrum, ausmachen.

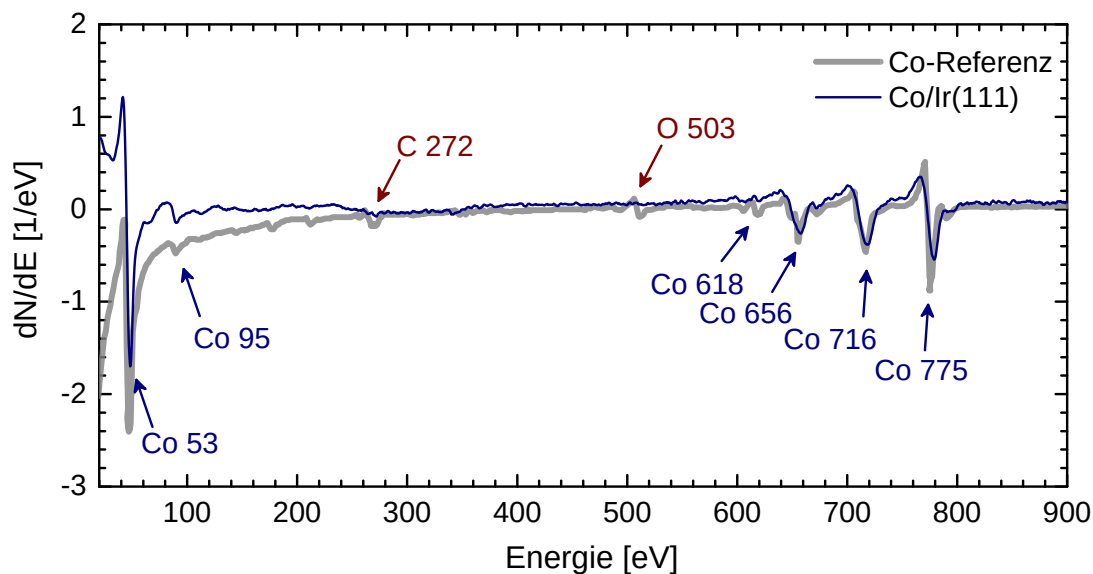


Abbildung 6.8: Differenziertes Auger-Elektronenspektrum (AES) einer $(12,8 \pm 0,3)$ ML-dicken Kobaltschicht auf Ir(111). Die blaue und graue Kurve zeigen jeweils das gemessene Spektrum sowie ein Referenzspektrum für Kobalt aus [445], die beide bei einer Strahlenergie von 3 keV aufgezeichnet wurden. Das aufgezeichnete AES weist nur Peaks auf, die dem Material Kobalt selbst zugeordnet werden können. Die Energien der häufigsten Verunreinigungen, Kohlenstoff (272 eV) und Sauerstoff (503 eV), wurden ebenfalls markiert. Beide lassen sich in dem Referenzspektrum, nicht jedoch in dem gemessenen Spektrum, ausmachen.

Wie in Abschnitt 2.2.1 herausgearbeitet wurde, skaliert das Ergebnis einer quantitativen Bestimmung der Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung D_s entsprechend der Gleichung 2.31 quadratisch mit der Schichtdicke t . Eine präzise Kenntnis der Schichtdicke ist somit für eine belastbare Fehlerabschätzung bzw. das Erreichen geringer Fehlergrenzen von D_s essenziell. Im Folgenden wird auf die Kalibrierung der aufgetragenen Kobaltschichtdicken vertieft eingegangen.

Die experimentellen Gegebenheiten ermöglichen nicht, dass aufgetragene Schichtdicken direkt bestimmt werden können. Eine hierfür durchaus etablierte Methode wäre beispielsweise die Beobachtung von MEED-Oszillationen (medium energy electron diffraction) gewesen [448–451], die konzeptionell eine direkte Schichtdickenkalibrierung in der Präparationskammer mit geringen Fehlergrenzen⁵ erlaubt. Anstelle dessen wird die Aufdampfrate des Kobalts anhand einer unter identischen Bedingungen in der Präparationskammer hergestellten Pt/Si₃N₄/Si-Probe *ex situ* bestimmt und verwendet, um daraufhin über die Aufdampfdauer eine gewünschte Kobaltschichtdicke zu erhalten. Bei einer Beschleunigungsspannung von 900 V und einem Emissionsstrom von 11,9 mA wurde eine Aufdampfrate von $(1,07 \pm 0,03) \text{ \AA/min}$ mittels eines Rasterkraftmikroskops (AFM) an einer Stufenkante ermittelt, die sich über den Monolagenabstand von Kobalt im fcc-Zustand ($2,0464 \text{ \AA}$ in der $\langle 111 \rangle$ -Richtung) in $(0,52 \pm 0,02) \text{ ML/min}$ umrechnen lässt. Eine hiervon unabhängige Kalibrierung als Absicherung über energiedispersive Röntgenspektroskopie (EDX) liefert $(1,11 \pm 0,02) \text{ \AA/min}$. Ebenso konnte über Ellipsometrie eine Aufdampfrate von $(1,16 \pm 0,05) \text{ \AA/min}$ bestimmt werden. Im Folgenden wird die Kalibrierung der Kobaltaufdampfrate quantitativ diskutiert.

Kalibrierung der Co-Aufdampfrate Eine Schichtdickenkalibrierung über eine Aufdampfrate kalibriert konzeptionell die Anzahl von aufgetragenen Kobaltatomen pro Flächeneinheit. Diese Anzahl lässt sich nicht notwendigerweise direkt in eine physikalische Schichtdicke umrechnen, wenn es zu wachstumsbedingten Verzerrungen der Kobaltlagen und somit Dichteschwankungen kommt.

⁵Die Genauigkeit einer Schichtdickenbestimmung über MEED-Oszillationen hängt von dem Wachstum des Kobalts auf dem verwendeten Substrat sowie der Anzahl der beobachteten MEED-Oszillationen ab. Ein Substrat, wie bspw. Cu(001), auf dem Kobalt epitaktisch wächst [452], eignet sich daher für eine präzise Kalibrierung der Kobaltaufdampfrate. Für Co/Pt(111) lassen sich wachstumsbedingt Fehlergrenzen im Bereich von $\pm 10\%$ [81] erwarten.

Im Gegensatz zu Verzerrungen hat die Stapelfolge in einer Kobaltschicht lediglich einen geringen Einfluss auf die Schichtdicke. So lässt sich zwischen einer fcc- und einer hcp-Stapelung von Kobalt ein Dichteunterschied unterhalb von 0,5% ableiten⁶. Wachstumsbedingte Verzerrungen sind vor allem bei geringen Schichtdicken von wenigen Monolagen relevant. So wächst, wie später diskutiert werden soll, die erste Kobaltmonolage pseudomorph auf dem Ir(111)-Einkristall [11, 453] und ist somit in der Filmebene isotrop um 8,3% gestreckt⁷. Unter der Verwendung der Elastizitätstheorie [70] lässt sich für diese Lage eine Volumenausdehnung von 12% gegenüber einem Kobaltfestkörper im fcc-Zustand berechnen⁸. Für die Angabe einer Schichtdicke ist die Verzerrung des Kobalts damit durchaus relevant, insofern wenige Einzellagen betrachtet werden. Für die Untersuchung von Domänenwänden um 9 ML wie in Kapitel 6.2 ist der Effekt der Volumenvergrößerung jedoch mit 1,5% bereits unterhalb des statistischen Fehlers der Kalibrierung.

In der später diskutierten Untersuchung wird das Kräftegleichgewicht zwischen DMI und Dipolenergie von Volumenladungen an Domänenwänden betrachtet. Da die Dipolenergie direkt von dem magnetischen Moment pro Einheitsfläche abhängt und eben nicht von der tatsächlichen Filmdicke der Kobaltschicht, ist die durchgeführte DMI-Bestimmung de facto unabhängig von den diskutierten Volumenänderungen bzw. wachstumsbedingten Verzerrungen der ersten Kobaltlagen, solange das magnetische Moment der Kobaltatome erhalten ist. Die angegebenen Dicken können daher als effektive „magnetische“ Dicken angesehen werden.

⁶Für eine hcp-Stapelung lässt sich aus den Gitterkonstanten $a = 2,507 \text{ \AA}$ und $c = 4,070 \text{ \AA}$ [73] ein Volumen von $11,08 \text{ \AA}^3$ pro Atom berechnen. Für eine fcc-Stapelung folgt mit $a = 3,544 \text{ \AA}$ [73] ein Volumen von $11,13 \text{ \AA}^3$, sodass sich ein Volumenunterschied unterhalb von 0,5% ergibt.

⁷Aufgrund des pseudomorphen Wachstums weist die Kobaletinzellage in der Filmebene die gleiche Gitterkonstante wie das Ir(111)-Substrat auf. Aus den Gitterkonstanten von Kobalt ($3,545 \text{ \AA}$) und Iridium ($3,839 \text{ \AA}$) ergibt sich somit eine isotrope Verzerrung dieser Monolage von $\frac{3,839-3,545}{3,545} \approx 8,3\%$ in der Filmebene.

⁸Die Verzerrung in der Filmebene führt für Kobalt im fcc-Zustand zu einer Verzerrung von $-4,7\%$ senkrecht zu der Filmebene (vgl. c_{11} , c_{12} und c_{44} sowie Gleichung 2.35 aus [70]). Es folgt somit eine Volumenausdehnung dieser Lage von $\frac{\Delta V}{V} \approx 8,3\% + 8,3\% - 4,7\% = 11,9\%$

Kalibrierung mittels Rasterkraftmikroskopie Ein Rasterkraftmikroskop (AFM) bietet die Möglichkeit mit relativ einfachen Mitteln kleinste Höhenunterschiede in einer Probe aufzuzeichnen und zu vermessen. Es eignet sich daher für eine präzise Schichtdickenbestimmung. Dazu wird eine scharfe Kobaltstufe auf einer Pt/Si₃N₄/Si-Probe mittels einer Schattenmaske aufgebracht und anschließend in einem AFM *ex situ* vermessen. Ein direktes Aufdampfen von Kobalt durch Elektronenstoßheizung auf Si₃N₄/Si resultiert in einer sehr inhomogenen Kobaltschicht, die wahrscheinlich durch Aufladungseffekte in der Probe entsteht. Hingegen stellt eine 10 nm dicke Platinschicht, die zuvor durch Sputterdeposition aufgebracht wird, die Leitfähigkeit der Probe sicher und führt zu einer homogenen Kobaltabdeckung.

Rechts unten in der Abbildung 6.9 ist die verwendete Probe gezeigt. Sie wird durch zwei Schrauben auf einen Probenhalter fixiert. Unter der linken Schraube ist zusätzlich ein Aluminiumblech mit einem Haken geklemmt, das als Maske für den Aufdampfprozess fungiert. Kobalt wird nun 90 min unter den oben genannten Parametern thermisch auf diese Probe aufgedampft. Anschließend wird die Maske *in situ* an dem Haken gegriffen und entfernt. Dies ermöglicht daraufhin, die gesamte Probe mit einer Platinschicht (Schichtdicke 1,5 nm) abzudecken und so das Kobalt vor der Oxidation an Luft und einer damit verbundenen Volumenänderung zu schützen [35].

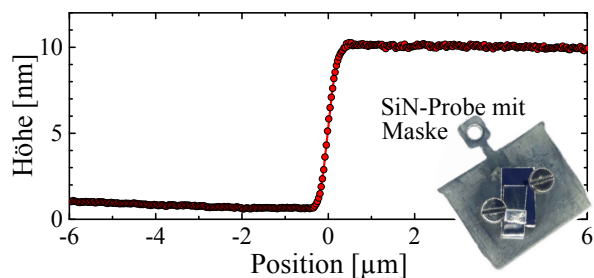


Abbildung 6.9: AFM-Linienprofil über eine thermisch aufgetragene Kobaltstufe nach 90 min. Aufdampfzeit. Rechts unten ist eine Fotografie der verwendeten Kalibrierungsprobe abgebildet.

Nach dem Transfer der Probe kann das in Abbildung 6.9 gezeigte AFM-Profil aufgezeichnet werden. Mittels der Anpassung der Gaußschen Fehlerfunktion an das Profil (Fit) lässt sich eine Stufenhöhe von $(9,597 \pm 0,012)$ nm sowie eine Stufenbreite von rund 300 nm bestimmen. Die sehr scharfe Stufenkante kommt durch die nahezu punktförmige Quelle (2 mm) in einem relativ großen Abstand zur Probe (≈ 30 cm) zustande. Sie ermöglicht erst die präzise Bestimmung der Stufenhöhe, da ein AFM-Profil stets einen im allgemeinen nicht linearen Untergrund aufweist. Wie die Abbildung 6.9 zeigt, hebt sich die ausreichend scharfe Stufenkante jedoch deutlich von dem Untergrund hervor, der entsprechend durch ein Polynom in der Funktionsanpassung berücksichtigt wird. Aus der bestimmten

Schichtdicke sowie der Aufdampfzeit kann eine Aufdampfrate von $(1,066 \pm 0,022) \text{ \AA/min}$ bestimmt werden. Der angegebene Fehler dieser Aufdampfrate wird dabei durch die Genauigkeit des verwendeten Kalibrierstandards (HS-20MG von Ted Pella, Inc.) dominiert, der mit 2% Genauigkeit 20 nm hohe Strukturen für eine Kalibrierung des AFMs bereitstellt.

Energiedispersive Röntgenspektroskopie Die energiedispersive Röntgenspektroskopie (EDX) eines Elektronenmikroskops eröffnet die Möglichkeit, die zuvor angefertigte Kalibrierung der Kobaltaufdampfrate mit unabhängigen Mitteln zu überprüfen. Dazu wird quantitativ das Röntgenspektrum einer Probe mit den Spektren von Proben bekannter Kobaltschichtdicken verglichen. Durch Sputterdeposition werden dazu zunächst 18,8 nm Platin auf eine Si_3N_4 -Schicht eines Siliziumwafers aufgebracht und anschließend in mehrere Proben aufgeteilt. Eine der Proben wird thermisch unter gleichen Parametern wie zuvor mit Kobalt für 2403 s bedampft, weshalb nun eine Kobaltschichtdicke von 4,3 nm zu erwarten ist. Auf die anderen Proben werden in einer unabhängigen Kammer durch Sputterdeposition mit bekannter Abscheidungsrate Kobaltschichtdicken von 0,0 nm, 2,5 nm und 5,0 nm aufgebracht, die als Referenz dienen sollen. Die Kalibrierung dieser durch Sputterdeposition hergestellten Proben wurde in [259] mittels Röntgenreflektometrie durchgeführt und besitzt einen relativen Fehler von 1,02%.

In der Abbildung 6.10 sind die EDX-Spektren der Referenzproben mit 0,0 nm Kobalt (blau) und 5,0 nm Kobalt (rot) exemplarisch gezeigt. Neben dem Ausbilden des charakteristischen Kobaltpeaks bei einer Energie von 780 eV lässt sich beobachten, dass mit dem Kobalt zusätzlicher Sauerstoff auf der Probe zu finden ist. Dieser kann einer Oxidation der Kobaltschicht an Luft zugeschrieben werden [259]. Die zusätzliche Kobaltschicht schwächt des Weiteren das EDX-Signal der darunterliegenden Elemente (Pt, Si, N) leicht ab. Im Inset der Abbildung 6.10 wird die normierte Peakamplitude des Kobalts aus den Referenzproben (violette Kreise) verwendet, um das Kobaltsignal der Kalibrierprobe (grüne Quadrate) in eine Kobaltschichtdicke umzurechnen. Um die Reproduzierbarkeit des Vorgehens zu prüfen, werden jeweils mehrere Spektren an unterschiedlichen Stellen der Proben aufgezeichnet. Während alle grünen Quadrate der thermisch aufgedampften Kobaltprobe genau übereinander liegen, lässt sich eine leichte Variation des Kobaltsignals in den durch Sputterdeposition hergestellten Proben ausmachen. Eine mögliche Ursache hierfür ist,

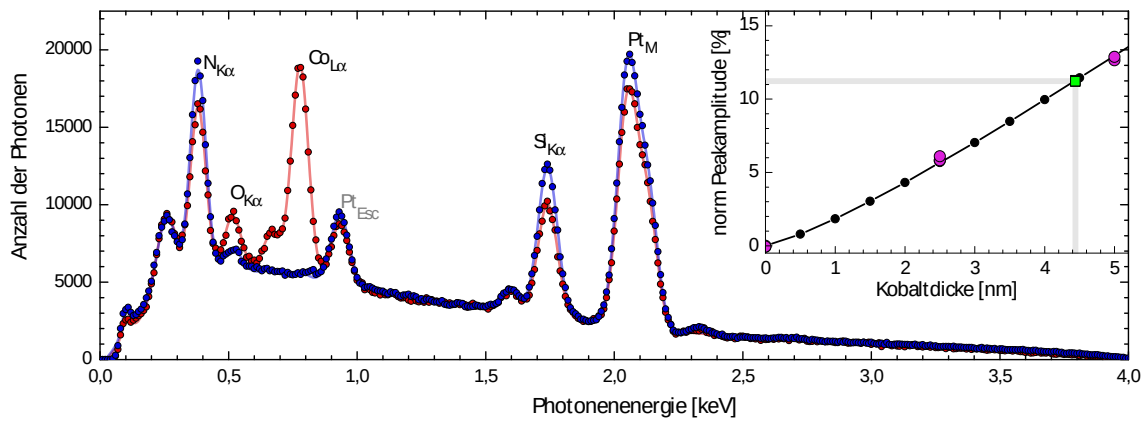


Abbildung 6.10: EDX-Spektrum der $\text{Pt}/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{Si}$ -Probe mit (rot) und ohne (blau) 5 nm dicker Kobaltschicht bei 4 keV Elektronenenergie. Mittels einer Funktionsanpassung lassen sich die Amplituden einzelner Peaks bestimmen und so quantitativ gegenüberstellen. Neben dem Signalanstieg des Kobalts lässt sich auch beobachten, dass zusätzlicher Sauerstoff auf der Probe zu finden ist, der einer Oxidation der Kobaltschicht an Luft zugeschrieben werden kann [259]. Die zusätzliche Kobaltschicht schwächt das EDX-Signal der darunterliegenden Elemente (Pt, Si, N) leicht ab. Im Inset der Abbildung wird die normierte Peakamplitude des Kobalts aus den Referenzproben (violette Kreise) verwendet, um das Kobaltsignal der Kalibrierprobe (grüne Quadrate) in eine Kobaltschichtdicke zu übersetzen. Um die Reproduzierbarkeit des Vorgehens zu prüfen, werden jeweils mehrere Spektren an unterschiedlichen Stellen der Proben aufgezeichnet. Während alle grünen Quadrate der thermisch aufgedampften Kobaltprobe genau übereinander liegen, lässt sich eine leichte Variation des Kobaltsignals in den durch Sputterdeposition hergestellten Proben ausmachen. Eine mögliche Ursache hierfür ist, dass das mittels Sputterdeposition aufgebrachte Kobalt lokal zwar eine homogene Schicht darstellt auf größerem Maßstab jedoch ein von innen nach außen abfallendes Dickenprofil zu erwarten ist. Da die verwendeten Kobaltschichten dünn gegenüber der Eindringtiefe des Primärstrahls sowie der Absorptionslänge der Röntgenstrahlung sind, lässt sich von einem linearen Zusammenhang zwischen Peakamplitude und Schichtdicke ausgehen. Diese Annahme lässt sich zusätzlich mit Simulationsdaten (schwarze Kreis), die mittels Casino2 [209] generiert werden, untermauern. Die abgebildeten Peakamplituden sind auf das Signal, das die Simulation für eine unendlich dicke Kobaltschicht liefert, normiert.

dass das mittels Sputterdeposition aufgebraachte Kobalt lokal zwar eine homogene Schicht darstellt, auf größerem Maßstab jedoch ein von innen nach außen abfallendes Dickenprofil zu erwarten ist. Da die verwendeten Kobaltschichten dünn gegenüber der Eindringtiefe des Primärstrahls sowie der Absorptionslänge der Röntgenstrahlung sind, lässt sich von einem linearen Zusammenhang zwischen Peakamplitude und Schichtdicke ausgehen. Diese Annahme lässt sich zusätzlich mit Simulationsdaten (schwarze Kreis), die mittels Casino2 [209] generiert werden, untermauern. Es lässt sich erkennen, dass die schwarze Kurve nur geringfügig von dem linearen Zusammenhang abweicht⁹. Die abgebildeten Peakamplituden sind auf das Signal, das die Simulation für eine unendlich dicke Kobaltschicht liefert, normiert. Aus der Kalibrierungskurve lässt sich eine Schichtdicke von $(4,44 \pm 0,05)$ nm bestimmen. Unter Berücksichtigung des zusätzlichen Fehlers der Röntgenreflektometrie-messungen ergibt sich damit eine Aufdampftrate von:

$$(1,109 \pm 0,017) \text{ \AA/min} \quad (6.1)$$

6.1.4 Bestimmung einer Kobaltschichtdicke mittels Augerelektronenspektroskopie

Die Augerelektronenspektroskopie (AES) bietet konzeptionell ebenfalls die Möglichkeit die Schichtdicken der hergestellten Kobaltlagen zu bestimmen. Hierzu lassen sich sowohl die Abschwächungen von Substratsignalen (Iridium oder Platin) durch das Kobalt als auch die Amplituden der Kobaltsignale selbst heranziehen. Die charakteristische Größe ist dabei die Abschwächungslänge (AL) der Elektronen in einem Festkörper [241], die sich über die Anzahl der Elektronen N , die nach einem Wegstück x keine inelastischen Stöße hinter sich haben, ausdrücken lässt. Wie in Abschnitt 3.2.2 herausgearbeitet wurde, gilt:

$$N = N_0 \exp\left(-\frac{x}{AL}\right) \quad (6.2)$$

⁹Nähert sich die Kobaltschichtdicke der Eindringtiefe des Primärstrahls bzw. der Absorptionslänge der Röntgenstrahlung an, so verringert sich der Anstieg der Peakamplitude. Außerhalb des im Inset der Abbildung 6.10 abgebildeten Schichtdickenbereichs ist daher zu erkennen, dass sich die normierte Peakamplitude ihrem Grenzwert von 100% asymptotisch annähert. Die leicht niedrigere Steigung für Kobaltschichtdicken zwischen 0 nm bis 1 nm lässt sich durch das energieabhängige Bremsvermögen von Elektronen in Materie erklären.

Diese AL unterscheidet sich von der oftmals verwendeten inelastischen mittleren freien Weglänge (IMFP), die lediglich den Einfluss einer inelastischen nicht aber der elastischen Streuung von Elektronen berücksichtigt [241–243]. Entsprechend führt eine fälschliche Verwendung der IMFP anstelle der AL zu einer Unterschätzung der tatsächlichen Abschwächung von Elektronen [242], die in einem Bereich von 15% bis 30% liegen kann [242, 244–246].

Allein auf veröffentlichten Werten der AL bzw. der IMFP aufbauend ist eine Bestimmung von Kobaltschichtdicken *in situ* für die Systeme Co/Ir(111) und Co/Pt(111) mittels AES nicht möglich bzw. mit großen Fehlern verbunden. Wie in dem Abschnitt 3.2.2 bereits diskutiert wurde, ist die bekannte „universal curve“ der IMFP von Seah und Dench [212] quantitativ nicht aussagekräftig [243] und sollte nur qualitativ als eine Orientierung Verwendung finden. Insbesondere bietet sie kein Fundament für eine belastbare Schichtdickenkalibrierung. Etabliert lassen sich IMFP und AL mittels der TPP-2M-Formel [211] abschätzen. Doch strenggenommen ist die AL keine reine Materialkonstante (in diesem Fall von Kobalt), sondern es lassen sich beispielsweise eine Substratabhängigkeit, eine Abhängigkeit von dem betrachteten Schichtdickenbereich sowie eine Geometrieabhängigkeit anführen [241]. Große Unterschiede, die zwischen publizierten Werten auftreten [212, 250–252], erscheinen daher durchaus nachvollziehbar zu sein.

So wurde in der Literatur das Auger-Spektrum einer Kobaltschicht auf einem Cu(100)-Einkristall untersucht [449, 454]. Das Kobalt wächst auf dem Cu(100)-Substrat epitaktisch mit einer fcc-Stapelung über mehrere Atomlagen hinweg [75, 452] und unterscheidet sich schon aus diesem Grund von Co/Ir(111) sowie Co/Pt(111), die beide starke Verzerrungen in den Kobaltlagen aufweisen. Des Weiteren lassen sich für fcc Kobalt in der (100)- und der (111)-Orientierung durch Channeling¹⁰ unterschiedliche AL erwarten, sodass an Co/Cu(100) bestimmte AL sich nicht direkt auf die Systeme Co/Ir(111) und Co/Pt(111) übertragen lassen.

¹⁰Die periodische Anordnung der Atome in einem Kristall resultiert in für Elektronen unterschiedlich offene Richtungen, die entsprechend richtungsabhängige AL hervorruft. In einem einfachen Bild können die einzelne Atome sich gegenseitig verdecken, sodass sich die Weglänge der Elektronen erhöht [455].

Bestimmung der Abschwächungslängen für Co/Ir(111) und Co/Pt(111). Da bisher keine hinreichend aussagekräftigen Referenzwerte für diese Systeme existieren, werden auf der Grundlage der vorherigen Kalibrierung der Aufdampfzeiten die AL als Funktion der Energie bestimmt. Diese Bestimmung ermöglicht in dieser Arbeit dann eine präzise *in situ*-Schichtdickenmessung mittels AES für beide Systeme. An einer Probe mit einer graduellen Zunahme der Kobaltschichtdicke lässt sich so die Schichtdicke mit einer lateralen Auflösung im Bereich des Strahldurchmessers von 150 – 250 μm bestimmen. Des Weiteren lässt sich mit der Auger-Messung auch prüfen, ob eine gewünschte Schichtdicke tatsächlich aufgebracht wurde und so Schwankungen, die mit der Zeit auftreten könnten, ausschließen. Die gefundenen AL lassen sich über dies auch für spätere IV-LEED-Untersuchungen an beiden Systemen nutzen, da sie eine Aussage über die Reichweite von Elektronen in den entsprechenden Kobaltschichten treffen.

In der Abbildung 6.11 wird die quantitative Analyse der Auger-Spektren von Co/Ir(111) als Funktion der Kobaltschichtdicke dargestellt. Exemplarisch zeigt die Abbildung 6.11a) die Abschwächung des Ir-39 eV-Peaks sowie die Zunahme des Co-716 eV-Peaks mit zunehmender Schichtdicke. Auch die Ausschnitte aus den Rohdaten in b) und c) lassen bereits die Zunahme aller Kobalt- (rot hervorgehoben) sowie die Abnahme aller Iridiumpeaks (blau hervorgehoben) mit ansteigender Kobaltschichtdicke (jeweils von unten nach oben) erkennen. Aus Darstellungsgründen werden dabei die einzelnen Spektren in b) und c) entlang der Ordinate verschoben, jedoch nicht skaliert. Vollständige Spektren für Kobalt und Iridium sind in der Abbildung 6.8 bzw. 6.4 zu finden. Mittels einer Funktionsanpassung, in der die aufgezeichneten Spektren numerisch in zwei Basisfunktionen, maximale Kobaltbedeckung und keine Kobaltbedeckung, zerlegt werden, lassen sich die Amplituden der verschiedenen Auger-Peaks der Schichtdicke gegenüberstellen. Dieses wird in der Abbildung 6.11a) exemplarisch für den Ir-39 eV-Auger-Peak (blau) sowie den Co-716 eV-Peak (rot) dargestellt. Die Kreise entsprechen dabei den neun in b) bzw. c) abgebildeten Kurven, die während eines Aufdampfprozesses aufgezeichnet werden. Dabei wird das Auftragen von 2,9 nm Kobalt auf Ir(111) mehrmals für Auger-Messungen gestoppt und anschließend fortgesetzt. Die beiden Quadrate repräsentieren eine hiervon unabhängige Auger-Messung, die der Überprüfung der Reproduzierbarkeit des Vorgehens dient. Dazu wird eine zweite Kobaltschicht nach Reinigung des Ir(111)-Einkristalls in einem Schritt ohne eine Unterbrechung hergestellt. Zusätzlich werden in der Abbildung 6.11a)

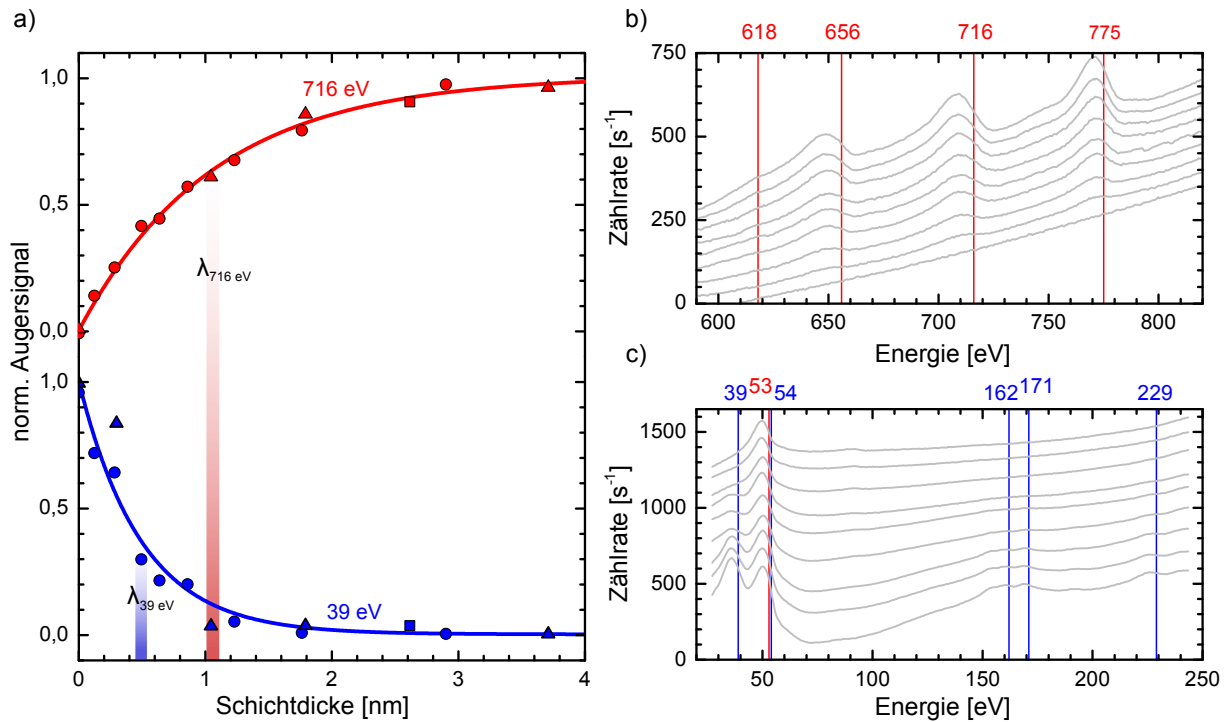


Abbildung 6.11: Quantitative Analyse der Auger-Elektronenspektren von Co/Ir(111) als Funktion der Kobaltschichtdicke. Die Ausschnitte aus den Rohdaten in b) und c) belegen bereits die Zunahme der Kobalt- (rot hervorgehoben) sowie die Abnahme der Iridiumpeaks (blau hervorgehoben) mit ansteigender Kobaltschichtdicke (jeweils von unten nach oben). Aus Darstellungsgründen wurden dabei die einzelnen Spektren in b) und c) entlang der Ordinate verschoben jedoch nicht skaliert. Mittels einer Funktionsanpassung lassen sich die Amplituden der verschiedenen Auger-Peaks der Schichtdicke gegenüberstellen, was in der Abbildung 6.11a) exemplarisch für den Co-716 eV- (in rot) sowie den Ir-39 eV-Auger-Peak (in blau) geschehen ist. Die Kreise entsprechen jeweils den neun in b) bzw. c) gezeigten Kurven, die während eines Aufdampfprozesses aufgezeichnet werden. Dabei wird das Auftragen von 2,9 nm Kobalt auf Ir(111) mehrmals für die Aufnahme eines Spektrums gestoppt und anschließend fortgesetzt. Die Quadrate resultieren aus der Aufnahme eines hierzu unabhängigen Auger-Spektrums, das der Überprüfung der Reproduzierbarkeit des Vorgehens dient. Dazu wird eine zweite Kobaltschicht nach Reinigung des Ir(111)-Einkristalls in einem Schritt ohne eine Unterbrechung hergestellt. Zusätzlich werden in der Abbildung 6.11 die Auger-Signale von Co/Pt(111) durch Dreiecke dargestellt. Im Rahmen der Fehler lassen sich zu Co/Ir(111) keine Unterschiede ausmachen, weshalb im Folgenden die Auger-Spektren von Co/Ir(111) und Co/Pt(111) gemeinsam behandelt werden. Da Iridium und Platin nebeneinander im Periodensystem zu finden sind, treten die Auger-Peaks von Platin jeweils nur bei leicht höheren Energien als bei Iridium auf. So entsprechen die blauen Dreiecke unten in der Teilabbildung a) beispielsweise einer Energie von 43 eV anstelle der 39 eV der blauen Kreise. Diese geringen Unterschiede werden vernachlässigt. Die Energien der Kobaltpeaks werden durch das Substrat selbstverständlich nicht verschoben.

die Auger-Peaks der Co/Pt(111)-Probe durch Dreiecke dargestellt. Im Rahmen der Fehler lassen sich zu Co/Ir(111) keine Unterschiede ausmachen, weshalb im Folgenden die Auger-Peaks von Co/Ir(111) und Co/Pt(111) gemeinsam behandelt werden. Da Iridium und Platin nebeneinander im Periodensystem zu finden sind, befinden sich die Übergänge von Platin jeweils nur bei leicht höheren Energien als bei Iridium. So entsprechen die blauen Dreiecke unten in der Abbildung 6.11a) beispielsweise einer Energie von 43 eV anstelle der 39 eV der blauen Kreise. Diese geringen Unterschiede werden im Rahmen der vorliegenden Arbeit vernachlässigt. Die Energie der Auger-Peaks des Kobalts wird durch das Substrat selbstverständlich nicht verschoben.

Die aufgezeichneten Kurven lassen sich durch eine Exponentialfunktion anpassen, deren Abfall durch die markierten Informationstiefen λ beschrieben wird. Die Austritts- bzw. Informationstiefe λ bezeichnet in diesem Zusammenhang die Projektion der AL gemessen in Richtung des Detektors senkrecht zu der Oberfläche [241, 260]. Aus den so gewonnenen Informationstiefen, die von dem Öffnungswinkel des verwendeten CMA abhängen, lassen sich die physikalisch relevanten AL bestimmen. Sie sind in der Tabelle 6.1 für alle auswertbaren Peakenergien aufgelistet. Dabei konnte im Rahmen des Fehlers kein Unterschied zwischen Co/Ir(111) und Co/Pt(111) ausgemacht werden, sodass die Kobaltschichten auf beiden Substraten im Folgenden gemeinsam behandelt werden. Basierend auf den angegebenen Werten lassen sich auch für zukünftige Untersuchungen Kobaltschichtdicken auf Ir(111) sowie Pt(111) mittels AES *in situ* bestimmen. Werden dabei lediglich Spektren bei einer einzigen Schichtdicke aufgezeichnet, so muss die relative Sensitivität auf den Augerpeak zusätzlich bekannt sein, die sich für einige häufig verwendete Spektrometer etablierten Referenzwerken [445, 456, 457] entnehmen lässt. Wie zuvor diskutiert wurde, kann eine Substratabhängigkeit (z.B. durch das Wachstum) dazu führen, dass die angegebenen Werte nicht für Kobaltlagen, die auf anderen Substraten gewachsen werden, anwendbar sind.

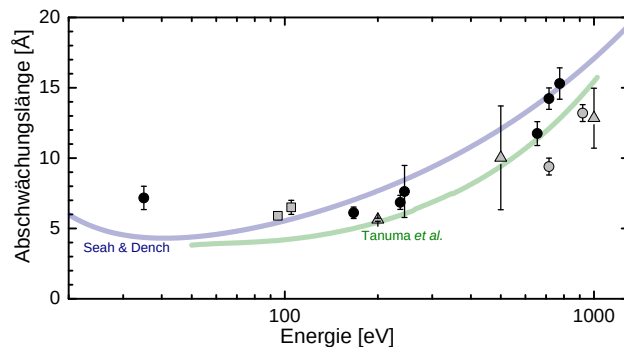
In der Abbildung 6.12 werden die ermittelten Messwerte der AL (schwarze Kreise) graphisch dargestellt. Sie stehen wie zuvor motiviert in mäßiger Übereinstimmung mit der „universal curve“ der IMPF von Seah und Dench [212] (blau) sowie berechneten AL-Werten aus der „NIST Electron Effective-Absorption-Length Database“ [458], die die IMPF aus der TPP-2M-Formel verwendet [211] (oliv). Graue Quadrate und Kreise repräsentieren jeweils von Miranda *et al.* [454] sowie Schneider *et al.* [449] gemessenen AL an Co/Cu(100).

Auch wenn Co/Cu(100) nicht direkt mit Co/Ir(111) oder auch Co/Pt(111) vergleichbar ist, erscheint der Unterschied bei hohen Energien um 800 eV verhältnismäßig hoch. Gleichzeitig werden bei niedrigeren Energien im Bereich von 100 eV bis 250 eV durchaus übereinstimmende Resultate erzielt. In dieser Arbeit konnte der relativ kleine Co-Peak bei 95 eV nicht ausgewertet werden, da sowohl Iridium als auch Platin an dieser Stelle ebenfalls eine leichte Intensitätsmodulation zeigen (vgl. Abbildungen 6.4) und eine Trennung der Peaks damit nicht möglich war. Die grauen Dreiecke zeigen die IMPF, die über die Spektroskopie eines elastischen Elektronenpeaks in [459] für Kobalt bestimmt wurde. Die großen Fehler sind dabei systematischer Natur und entstammen der Fragestellung, welche Standardreferenz (Al oder Pd) zugrunde gelegt werden sollte.

Abbildung 6.12: Gemessene Abschwächungslängen für Co/Ir(111) bzw. Co/Pt(111). Wie zuvor motiviert lässt sich eine mäßige Übereinstimmung zwischen den Messwerten $\bullet$ und Berechnungen von Seah und Dench [212] sowie der TPP-2M-Formel von Tanuma *et al.* [211] beobachten. Experimentell bestimmte Werte für Kobalt werden als Vergleich abgebildet ($\square$ aus [454], $\circ$ aus [449] und $\triangle$ aus [459]).

Energie [eV]	Abschwächungslänge [Å]
39 – 43	$7,2 \pm 0,9$
162 – 171	$6,1 \pm 0,4$
229 – 244	$6,9 \pm 0,5$
237 – 251	$7,6 \pm 1,9$
656	$11,7 \pm 0,9$
716	$14,2 \pm 0,8$
775	$15,3 \pm 1,1$

Tabelle 6.1: Experimentell bestimmte Abschwächungslängen von Elektronen in einer Kobaltschicht auf Ir(111) und Pt(111).



6.1.5 Wachstum des Kobalts auf Ir(111)

Im Folgenden wird das Wachstum der thermisch aufgetragenen Kobaltlagen auf dem Ir(111)-Einkristall näher betrachtet. Die DM-Wechselwirkung, die durch den Bruch der Inversionssymmetrie an einer Grenzfläche zweier Materialien entsteht, hängt entscheidend von der strukturellen Beschaffenheit dieser Grenzfläche ab [28, 32, 110, 398]. Von besonderer Bedeutung für die DMI ist daher das Wachstum der ersten Kobaltlagen.

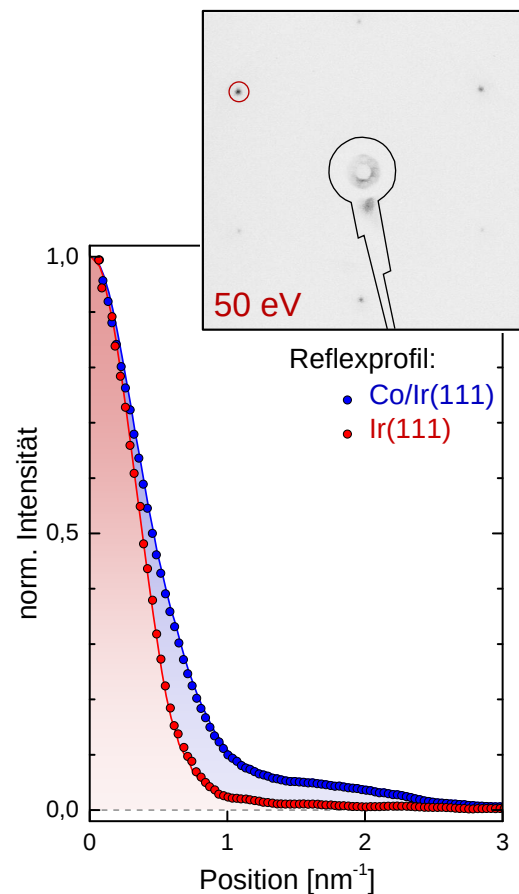
Bei einer erhöhten Kristalltemperatur während des Aufbringens des Kobalts lässt sich mittels STM beobachten, dass Kobleinzellagen neben dem Ausbilden von dreieckigen Inseln auf einer Ir(111)-Oberfläche in einem „Step-flow-growth“ ohne Versatz von den Iridiumstufenkanten aufwachsen [11, 37, 453]. Meyer *et al.* [11] gehen daher von einer bevorzugten fcc-Orientierung der ersten Kobaltlage in Bezug auf die Ir(111)-Oberfläche aus¹¹. Die im Rahmen der vorliegenden Arbeit hergestellten Proben wurden im Gegensatz zu der zitierten Untersuchung auf einen Ir(111)-Kristall bei Raumtemperatur aufgetragen, um eine Materialdurchmischung an der Co/Ir-Grenzfläche minimal zu halten. Während sich eine bevorzugte fcc-Orientierung der ersten Kobaltlage auf die hergestellte Probe übertragen lässt, gilt dies daher nicht für das Schichtwachstum, das sich durch eine erhöhte Temperatur verbessern lässt. Auch konnte mittels STM bereits die Abwesenheit von einer Materialdurchmischung nachgewiesen [37, 453, 460] und ein pseudomorphes Wachstum der ersten Kobaltlage ausgemacht werden [11, 453]. Durch die hohe Gitterverspannung des pseudomorph wachsenden Kobalts treten jedoch vereinzelt Versetzungslinien auf [11, 453].

Rechts oben in der Abbildung 6.13 wird das LEED-Muster des in dieser Arbeit genutzten Ir(111)-Kristalls mit einer mittleren Kobaltbedeckung von $(1,5 \pm 0,1)$ ML bei einer Elektronenenergie von 50 eV wiedergegeben. Im Rahmen der Genauigkeit haben die LEED-Reflexe sich nicht gegenüber der reinen Ir(111)-Oberfläche (vgl. Abbildung 6.3) verschoben und können daher ein pseudomorphes Kobaltwachstum zumindest für die erste Kobaltlage bestätigen. Auffällig ist, dass durch das aufgetragene Kobalt eine Dreizähligkeit auftritt,

¹¹An dieser Stelle wird das Wachstum des Kobalts in Bezug auf die Ir(111)-Oberfläche diskutiert. Eine oder zwei Atomlagen können isoliert kein hcp- oder fcc-Wachstum zeigen. Es stellt sich jedoch die Frage, welche Gitterplätze das Kobalt auf der Ir(111)-Oberfläche einnimmt. In einer fcc-Stapelung würde eine Kobaltlage das Gitter des Iridiums fortsetzen, während in einer hcp-Stapelung eben genau die hcp-Gitterplätze des Iridiums eingenommen werden.

die ohne Kobalt bei gleicher Energie nicht besteht (vgl. Abbildung 6.3). Als ein quantitatives Maß für die Störstellendichte in einer Probe lässt sich die Breite der einzelnen LEED-Reflexe betrachten, da sie angibt, wie klar die Periode des Gitters über mehrere Gitterkonstanten hinweg definiert ist. Eine Verbreiterung eines LEED-Reflexes weist damit strukturelle Defekte, wie bspw. Versetzungslinien oder auch Stufenkanten, nach [448]. Ebenso ist aber auch durch das Wachstum von Inseln eine Reflexverbreiterung möglich, da an den Rändern einer gewachsenen Insel das Zusammenziehen einer Kobaltlage denkbar ist. Nichtsdestoweniger gibt die Reflexbreite jedoch Auskunft darüber, wie gut die aufgetragenen Kobaltlagen sich dem darunterliegenden Gitter der Ir(111)-Oberfläche anpassen. Das Profil des hervorgehobenen $(\bar{1}, 0)$ -Reflexes wird in dem unten gezeigten Graphen der Abbildung 6.13 dem Profil des $(\bar{1}, 0)$ -Reflexes der Ir(111)-Oberfläche gegenübergestellt. Abgebildet ist die Intensität dieses Reflexes als Funktion des Abstandes zum Reflexzentrum für die Ir(111)-Oberfläche mit (blau) und ohne (rot) Kobaltbedeckung. Die leichte Verbreiterung des Profils durch die Kobaltbedeckung lässt sich demnach als ein Anstieg

Abbildung 6.13: LEED-Muster des Ir(111)-Einkristalls bei einer mittleren Kobaltbedeckung von $(1,5 \pm 0,1)$ ML. Die Position der LEED-Reflexe hat sich durch das Aufbringen der Kobaltschicht nicht verändert (vgl. Abbildung 6.3), sodass ein pseudomorphes Kobaltwachstum zumindest für die erste Kobaltlage bestätigt werden kann. Als Maß dafür, inwiefern das aufgetragene Kobalt sich dem darunterliegenden Gitter der Ir(111)-Oberfläche anpasst, wird das Profil des hervorgehobenen $(\bar{1}, 0)$ -Reflexes in dem unten gezeigten Graphen dem Profil des $(\bar{1}, 0)$ -Reflexes der Ir(111)-Oberfläche gegenübergestellt. Abgebildet ist die Intensität dieses Reflexes als Funktion des Abstandes zum Reflexzentrum für die Ir(111)-Oberfläche mit (blau) und ohne (rot) Kobaltbedeckung. Die leichte Verbreiterung des Profils durch die Kobaltbedeckung zeigt leichte Abweichungen von einem perfekt pseudomorphen Wachstum auf. Ein zusätzlicher Untergrund kann jedoch nicht beobachtet werden.



der Gitterfehler an der Oberfläche werten. Ein zusätzlicher Untergrund tritt jedoch nicht auf.

Die erste Kobaltlage weist damit im Wesentlichen ein pseudomorphes Wachstum auf der Ir(111)-Oberfläche auf, das durch vereinzelte Versetzungslinien unterbrochen wird. Da zwischen Kobalt und Iridium eine verhältnismäßig hohe Gitterfehlانpassung von 8,3% besteht¹² lässt sich bei pseudomorphem Wachstum eine starke Verspannung der Kobaltschicht ableiten. Mit ansteigender Kobaltschichtdicke ist daher zu erwarten, dass das Kobalt diese Verspannung abbaut, indem es nach und nach auf das relaxierte Kobaltgitter schrumpft. Diese Relaxation der Kobaltlagen soll im Folgenden thematisiert werden.

Relaxation des Kobalts

Die nebenstehenden Abbildungen reproduzieren STM-Aufnahmen einer mit 2 ML, 3 ML und 4 ML Kobalt bedeckten Ir(111)-Oberfläche aus [19]. Ersichtlich ist, dass die zweite Kobaltlage durch die hohe Gitterfehlانpassung zwischen Kobalt und Iridium bereits zahlreiche Versetzungslinien ausbildet und damit die Verzerrung des Kobalts reduziert. Die Kobaltatome in solchen Versetzungslinien besetzen Brückenplätze auf der Oberfläche und trennen Bereiche, in denen Kobaltatome eine fcc- und eine hcp-Orientierung in Bezug auf die beiden darunterliegenden Lagen einnehmen. Für 3 ML und 4 ML Kobalt wird eine noch stärkere Rekonstruktion des Kobalts beobachtet, die entsprechend der hexagonalen Oberflächensymmetrie ein periodisches Muster auf der Ober-

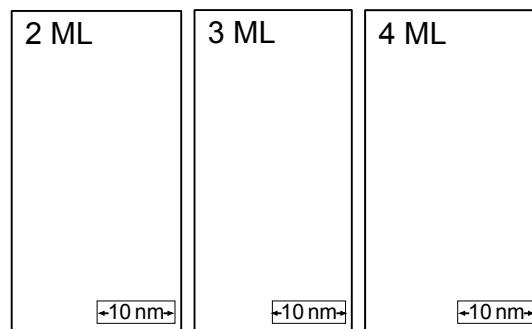


Abbildung 6.14: STM-Aufnahmen einer mit 2 ML, 3 ML und 4 ML Kobalt bedeckten Ir(111)-Oberfläche aus [19]. Durch die verhältnismäßig hohe Gitterfehlانpassung zwischen Kobalt und Iridium kommt es zunehmend zu einer Relaxation des Kobalts.

¹²In der vorliegenden Arbeit wird die Gitterfehlانpassung η (engl. lattice mismatch) analog zu [70] in Bezug auf eine aufgewachsene Schicht definiert. Aus den Gitterkonstanten eines Substrates a_S und eines Films a_F berechnet sie sich damit zu $\eta = (a_S - a_F)/a_F$. Sie entspricht daher auch direkt der Verzerrung (strain) in einer pseudomorph gewachsenen Schicht. Der angegebene Wert von 8,3% ergibt sich aus $a_F = 3,545 \text{ \AA}$ für Kobalt in einem fcc-Zustand und $a_S = 3,839 \text{ \AA}$ von Iridium. Für Kobalt in einer hcp-Stapelung lässt sich ein vergleichbarer Wert ableiten.

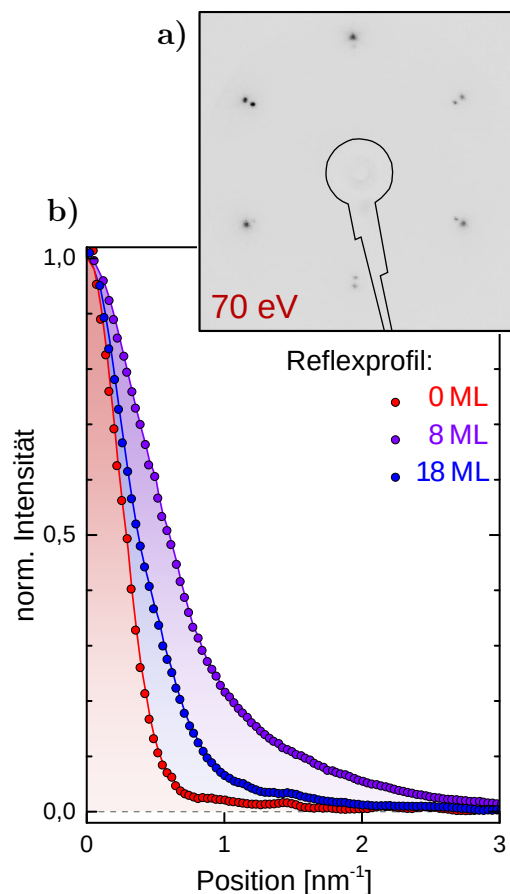
fläche ausbildet. In der zitierten Untersuchung [19] wurde das Kobalt bereits kurz nach dem Heizen des Kristalls aufgetragen, sodass die Kristalltemperatur noch um rund 100°C lag und daher Unterschiede zu dieser Arbeit möglich sind. Das Auftragen des Kobalts bei erhöhten Substrattemperaturen sorgt für eine höhere Beweglichkeit der Atome auf der Oberfläche, sodass diese vermehrt Gitterpositionen mit einer höheren Koordinationszahl finden. Ein verbessertes Lage-für-Lage-Wachstum wird dann mit einer erhöhten Wahrscheinlichkeit für eine Materialdurchmischung erkauft.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit lässt sich eine Relaxation der Kobaltschichten in einer Verschiebung von LEED-Reflexen beobachten. So ist bei einer Kobaltbedeckung von $(8,4 \pm 0,2)$ ML bspw. bereits eine Relaxation um 6,5% des Gitters zu beobachten. Wie das LEED-Muster oben in der Abbildung 6.15 zeigt, liegen die LEED-Reflexe bei der maximal untersuchten Kobaltbedeckung von $(17,7 \pm 0,4)$ ML bereits 7,4% weiter auseinander als noch die LEED-Reflexe der nicht bedeckten Ir(111)-Oberfläche. Die ursprüngliche Streckung des Kobalts in der Filmebene von 8,3% ist damit bereits zu 90% abgebaut worden. Um die Relaxation des Kobaltgitters aus den Daten der Abbildung 6.15 präzise messen zu können, wurde lediglich ein Teil der Probe mit Kobalt bedeckt, sodass der rund 1 mm breite Primärstrahl des LEED-Instruments den mit Kobalt bedeckten und den nicht bedeckten Probenteil zu gleichen Teilen belichten kann. Abweichungen durch leicht verschiedene Ausrichtung des LEED-Instruments zur Probe sowie durch unterschiedliche Linseneinstellungen sind damit ausgeschlossen.

In dem unteren abgebildeten Graphen der Abbildung 6.15 werden die Profile der $(\bar{1}, 0)$ -Reflexe für eine Kobaltbedeckung der Ir(111)-Oberfläche von 0 ML (rot), 8 ML (violett) und 18 ML (blau) gegenübergestellt. Ersichtlich ist, dass die Reflexbreite und folglich auch die Störstellendichte zunächst mit der Kobaltbedeckung ansteigt und anschließend wieder fällt. Die fallende Reflexbreite lässt sich als ein weiteres Anzeichen einer zunehmend relaxierten Kobaltschicht werten, da die Anzahl der Störstellen sich wieder reduziert.

Es lässt sich festhalten, dass ab der zweiten Kobaltlage die Relaxation des Kobalts beginnt und bereits bei 8 ML zum Großteil abgeschlossen ist. Bei einer Kobaltbedeckung von 8 ML lassen sich jedoch noch deutlich verbreiterte LEED-Reflexe beobachten, die auf zahlreiche Störstellen, bspw. Versetzungslinien oder Stufenkanten, hindeuten. Mit zunehmender Schichtdicke reduziert sich die Anzahl dieser Störstellen wieder. Spätestens sobald

Abbildung 6.15: a) Zeitgleiche Aufnahme des LEED-Musters eines mit $(17,7 \pm 0,4)$ ML Kobalt bedeckten Ir(111)-Einkristalls und einer nicht bedeckten Ir(111)-Oberfläche. Lediglich ein Teil der Probe wurde mit Kobalt bedeckt, sodass der rund 1 mm breite Primärstrahl des LEED-Instruments den mit Kobalt bedeckten und den nicht bedeckten Probenteil zu gleichen Teilen belichten kann. Abweichungen durch leicht verschiedene Ausrichtung des LEED-Instruments zur Probe sowie durch unterschiedliche Linseneinstellungen sind damit ausgeschlossen. Die LEED-Reflexe des Kobalts sind rund 7,4% weiter auseinander als die LEED-Reflexe der Ir(111)-Oberfläche, sodass die Verzerrung des Kobaltgitters durch die hohe Gitterfehlانpassung von 8,3% zu 90% abgebaut wurde. In der Teilabbildung b) werden die Profile der $(\bar{1}, 0)$ -Reflexe für eine Kobaltbedeckung der Ir(111)-Oberfläche von 0 ML (rot), 8 ML (violett) und 18 ML (blau) gegenübergestellt. Ersichtlich ist, dass die Reflexbreite und folglich auch die Störstellendichte zunächst mit der Kobaltbedeckung ansteigt und anschließend wieder fällt. Die fallende Reflexbreite lässt sich als ein Anzeichen einer zunehmend relaxierten Kobaltschicht werten.



die Kobaltlagen nicht mehr stark gegeneinander verzerrt sind, sollte sich auch eine feste Stapelfolge der Kobaltlagen einstellen, die im Folgenden betrachtet wird.

Stapelfolge des Kobalts

Kobalt kann sowohl ein fcc- als auch ein hcp-Wachstum aufweisen, das potenziell beides auf einer (111)-Oberfläche eines fcc-Substrates wie Iridium denkbar ist. Mittels einer IV-LEED-Analyse lassen sich beide Wachstumsformen jedoch leicht unterscheiden, ohne dass dafür die aufgezeichneten Spektren quantitativ mit Rechnungen verglichen werden müssen, oder Rechnungen an diese anzupassen sind. Die Abbildung 6.16 zeigt solche

IV-LEED-Spektren der $(\bar{1}, 0)$ - (schwarz) und der $(0, 1)$ -Reflexe (rot) für verschiedene Kobaltbedeckungen von 0 ML, 1,5 ML, 9 ML und 18 ML. Da Kobalt sich deutlich besser mit kinematischen Mitteln beschreiben lässt als Iridium (vgl. Diskussion in Abschnitt 3.2.3), bilden sich mit zunehmender Kobaltbedeckung „Bragg-Peaks“ in den Spektren aus. Die beiden bei einer Kobaltbedeckung von 9 ML und 18 ML aufgezeichneten Spektren sind dabei bereits sehr ähnlich, was sich auf die größtenteils schon relaxierte Kobaltschicht bei 9 ML Bedeckung zurückführen lässt. Die weiteren 9 ML Kobalt ändern damit verhältnismäßig wenig an dem Spektrum. Zu beobachten ist einzig, dass ersteres Spektrum, das bei 9 ML Kobalt aufgezeichnet wurde, geringfügig unschärfer als das letztere Spektrum bei einer Bedeckung von 18 ML ist. Diese Unschärfe lässt sich analog zu der Unschärfe der LEED-Reflexe in der vorherigen Abbildung 6.15 verstehen und kann auf einen noch weniger scharf definierten Lagenabstand hindeuten. Während die zuvor betrachtete Reflexbreite Informationen über die Beschaffenheit bzw. das Gitter einer Probe innerhalb der Oberflächenebene bietet, sind die aufgezeichneten Spektren sowohl von der senkrechten Gitterkomponente als auch von dem Gitter in der Filmebene abhängig.

Sowohl die aufgezeichneten Daten bei einer Kobaltbedeckung von 9 ML als auch bei einer Kobaltbedeckung von 18 ML zeigen in dem $(\bar{1}, 0)$ -Reflex und in dem $(0, 1)$ -Reflex abwechselnd Bragg-Peaks und weisen damit eine fcc-Stapelung der Kobaltlagen nach. Für eine hcp-Stapelung des Kobalts sind aufgrund der beiden unterschiedlichen Abschlüsse einer hcp(0001)-Oberfläche¹³ identische Spektren des $(\bar{1}, 0)$ -Reflexes und des $(0, 1)$ -Reflexes zu erwarten [461]. Zusätzlich untermauern lässt sich dieser Befund durch einen Vergleich mit Berechnungen von Lee *et al.* [263], die unten in der Abbildung 6.16 wiedergegeben werden und verhältnismäßig gut die bei 9 ML und 18 ML Kobalt aufgezeichneten Spektren wiedergeben. Die berechneten IV-LEED-Verläufe betrachten relaxiertes Kobalt in einer fcc-Stapelung und wurden nicht wie sonst üblich an die aufgezeichneten Messdaten angepasst. Leichte Unterschiede in dem qualitativen Verlauf begründen sich beispielsweise durch die Tatsache, dass die in dieser Arbeit betrachteten Kobaltschichten noch nicht

¹³In einer hcp-Stapelung liegt eine ABAB-Schichtfolge vor. Es lassen sich daher zwei Abschlüsse an einer Oberfläche (A- oder B-Lage oben) unterscheiden. Aus Symmetriegründen liefern die beiden Oberflächen um 180° zueinander gedrehte LEED-Muster [461] über die in einem LEED-Instrument gemittelt wird [461].

vollständig relaxiert sind. So lässt sich direkt ableiten¹⁴, dass die noch verbleibende Streckung des Kobaltgitters in der Filmebene mit einer Stauchung der Abstände zwischen den Lagen verbunden ist. In einem einfachen kinematischen Bild streckt diese Stauchung die Abstände zwischen den Bragg-Peaks. Aus zusätzlichen dynamischen Effekten lässt sich des Weiteren eine leichte Verformung der einzelnen Bragg-Peaks erklären. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit soll aufgrund des deutlich höheren Aufwandes und dem geringen zusätzlichen Nutzen der mit einer angepassten, dynamischen Rechnung verbunden ist, jedoch auf eine solche Rechnung, verzichtet werden. Qualitativ lässt sich bereits eine sehr hohe Übereinstimmung zwischen den aufgezeichneten experimentellen Daten und den Berechnungen aus [263] erkennen, sodass ein fcc-Wachstum des Kobalts abgeleitet werden kann.

Mittels AES konnte in dem Abschnitt 6.1.4 eine Abschwächungslänge von niederenergetischen Elektronen im Bereich von 3,5 ML gemessen werden (vgl. Tabelle 6.1). Aus den Daten der Abbildung 6.16 lässt sich somit belastbar eine fcc-Stapelfolge ab der sechsten Kobaltlage ableiten. Insbesondere eine Aussage über die ersten Kobaltlagen, in denen sich die Gitterverspannung nach und nach abbaut, wird mittels LEED daher nicht getroffen. Die Verzerrung der Kobaltlagen gegeneinander sorgt dafür, dass eine feste Stapelfolge zumindest bis zur vierten Atomlage nicht vorliegt.

Die Definition des $(\bar{1}, 0)$ - und des $(0, 1)$ -Reflexes in den gemessenen Spektren der Abbildung 6.16 bezieht sich auf das Iridiumsubstrat, da eine andere Definition an dieser Stelle wenig sinnvoll ist. Alle roten Kurven in der Abbildung 6.16 wurden beispielsweise an der Position des $(0, 1)$ -Reflexes der Ir(111)-Oberfläche gemessen¹⁵. Keineswegs selbstverständlich ist, dass die Spektren der gemessenen $(\bar{1}, 0)$ - und $(0, 1)$ -Reflexe bei einer Kobaltbedeckung von 18 ML oder auch 9 ML mit dem jeweiligen Reflex der Berechnungen von Lee *et al.* [263] übereinstimmen. Dies ist lediglich dann der Fall, wenn das entstandene fcc-Kobaltgitter im Raum die gleiche Ausrichtung wie das fcc-Iridiumgitter besitzt. Ist es um 180° gedreht, so werden $(\bar{1}, 0)$ - und $(0, 1)$ -Reflex miteinander vertauscht.

¹⁴Eine Stauchung senkrecht zu der Filmebene lässt sich direkt aus der Elastizitätstheorie und den elastischen Konstanten von fcc Kobalt [70] ableiten.

¹⁵Selbstverständlich wurde dabei die leichte Streckung des LEED-Musters für eine Kobaltbedeckung von 9 ML und 18 ML nicht außer Acht gelassen.

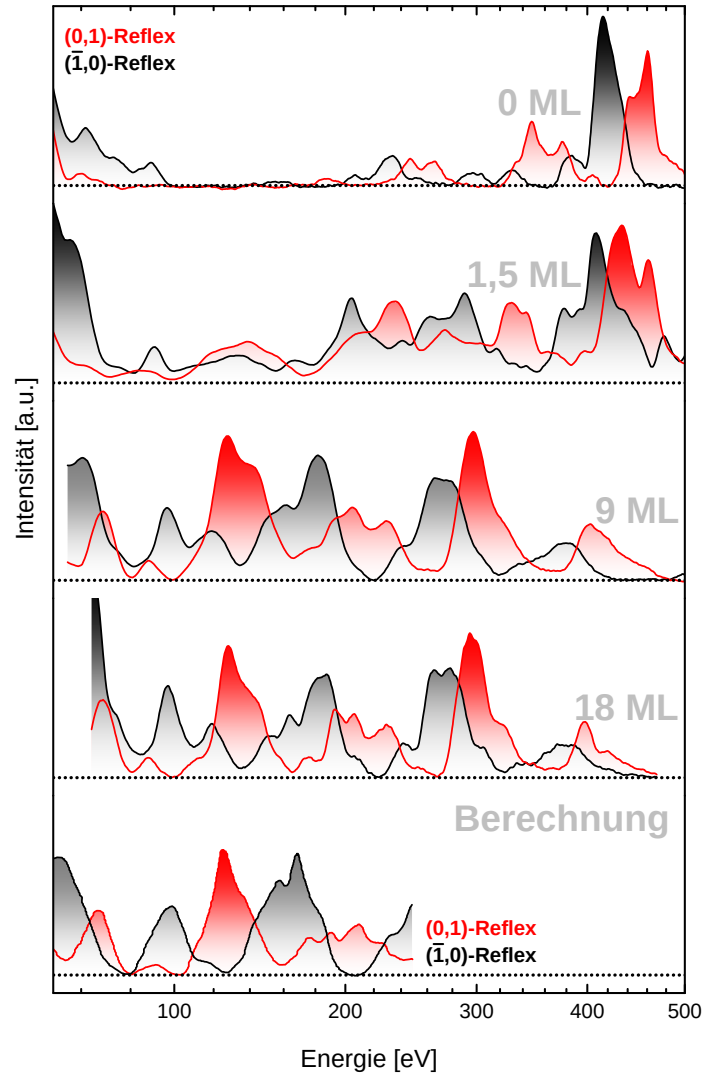


Abbildung 6.16: IV-LEED-Spektren der Ir(111)-Oberfläche mit einer Kobaltbedeckung von 0 ML, 1,5 ML, 9 ML und 18 ML. Da Kobalt sich deutlich besser mit kinematischen Mitteln beschreiben lässt als Iridium, bilden sich mit zunehmender Kobaltbedeckung „Bragg-Peaks“ in den Spektren aus. In dem $(\bar{1},0)$ - und dem $(0,1)$ -Reflex einer Kobaltbedeckung von 18 ML lassen sich abwechselnd diese Maxima und Minima beobachten, woraus sich direkt ein fcc-Wachstum des Kobalts mit einer festen Orientierung zu dem Ir(111)-Einkristall ableiten lässt. Der unterste Graph reproduziert zum Vergleich dynamische LEED-Berechnungen von Lee et al. [263], die für eine relaxierte Kobaltschicht in einer fcc-Stapelung angefertigt wurden und qualitativ ein fcc-Wachstum bestätigen. Quantitative Unterschiede lassen darauf zurückführen, dass die betrachteten Kobaltschichten noch nicht vollständig relaxiert sind.

Lässt man zunächst die Relaxation in den ersten Kobaltlagen außer Acht und nimmt pseudomorphe Schichten an, so lässt sich diese feste Ausrichtung des Kobaltgitters realisieren, indem alle Lagen eine fcc-Stapelung aufweisen. Nimmt beispielsweise die erste Kobaltlage die hcp-Gitterplätze in Bezug auf die beiden darunterliegenden Iridiumlagen ein und alle darauffolgenden Lagen dann die fcc-Plätze in Bezug auf die jeweils vorangegangenen Lagen, so dreht sich das LEED-Muster um 180° . Folglich muss in der Stapelfolge die Anzahl der hcp-Lagen gerade sein. Da ab der sechsten Kobaltlage ein fcc-Wachstum beobachtet wird, können darunter konzeptionell zumindest 0, 2 oder 4 hcp-Lagen vorliegen, aber nicht 1, 3 oder 5. Man beachte, dass durch die Gitterfehlانpassung zwischen Kobalt und Iridium in den ersten Lagen räumlich getrennt sowohl hcp- als auch fcc-Phasen auftreten (vgl. Abbildung 6.14). Bei 9 ML konnte im Rahmen der vorliegenden Arbeit jedoch ein fcc-Wachstum mit einer festen Ausrichtung zum Substrat festgestellt werden.

6.1.6 Wachstum des Kobalts auf Pt(111)

Das Wachstum ultradünner Kobaltschichten auf einer Pt(111)-Oberfläche wurde bereits in diversen Veröffentlichungen untersucht [19, 462–474], sodass im Folgenden zunächst auf veröffentlichte Resultate zurückgegriffen werden soll. In der Abbildung 6.17 werden STM-Aufnahmen aus [471] bei einer mittleren Kobaltbedeckung von 1,2 ML wiedergegeben. Das linke Bild bei einer geringeren Vergrößerung lässt erkennen, dass nicht bedeckte Bereiche (A) als auch Kobalteinfachlagen (B) und Kobaltdoppellagen (C) simultan auftreten. Dies deckt sich mit den Untersuchungen von Grütter und Düring [464], die das Wachstum der ersten drei Kobaltlagen als „Quasi-Lage-für-Lage“-Wachstum bezeichnen. Sie beobachteten, dass Inseln der ersten Kobaltlage zunächst kontinuierlich wachsen. Ab einer Kobaltbedeckung von 0,8 ML, bevor eine vollständige Lage entstanden ist, beginne die Nukleation und das Wachstum von Inseln der zweiten Kobaltlage. Ebenso lasse sich die Entstehung der dritten Kobaltlage bevor die zweite Kobaltlage vollendet ist, bei einer Kobaltbedeckung von 1,8 ML, ausmachen. Übereinstimmend berichten STM-Untersuchungen [19, 464, 471], dass dieses 2D-Wachstum bis zu einer Bedeckung von 3,5 ML anhält und dann in ein 3D-Wachstum übergeht.

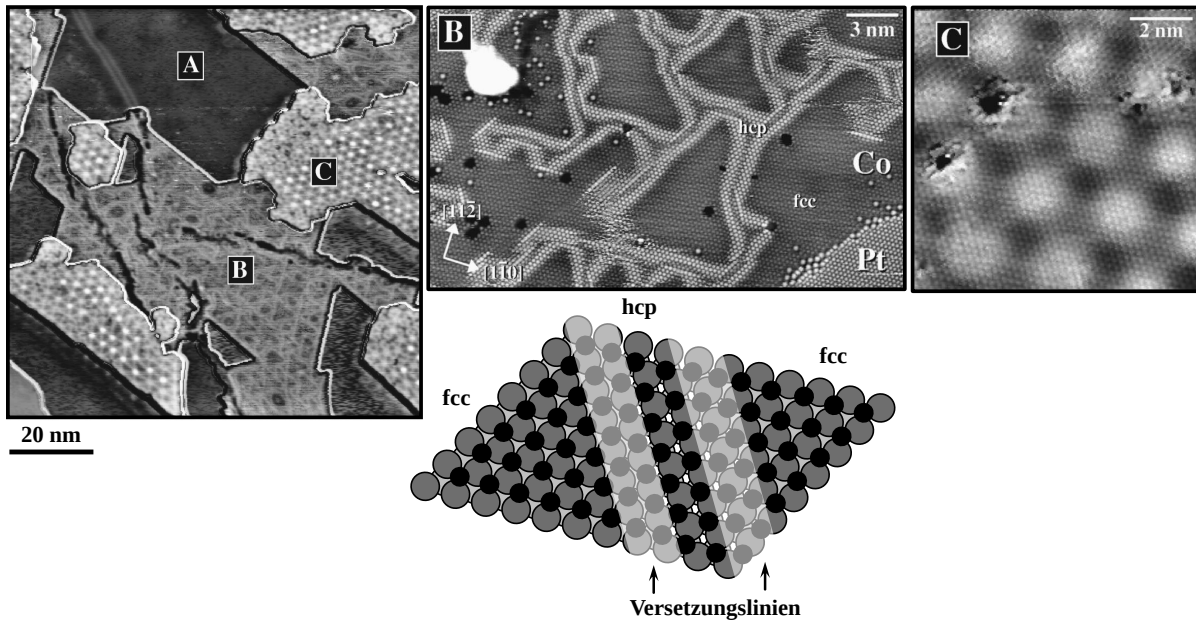


Abbildung 6.17: STM-Aufnahmen einer Pt(111)-Oberfläche bei einer Kobaltbedeckung von 1,2 ML. Das linke Übersichtsbild lässt erkennen, dass nicht bedeckte Bereiche (A) als auch Kobalteinfachlagen (B) und Kobaltdoppellagen (C) in dem „Quasi-Lage-für-Lage“-Wachstum [464] simultan auftreten. Vergrößerte Aufnahmen der Kobalteinfach- (B) und -doppellage (C) sind in der Mitte der Abbildung sowie rechts davon zu finden. Die starke Verzerrung der ersten Kobaltlage, die aus der Gitterfehlانpassung zwischen Platin und Kobalt resultiert, führt zu diversen Versetzungslinien in der Kobalteinfachlage. Wie die Schemazeichnung unter der STM-Aufnahme verbildlicht, trennen diese Versetzungslinien Bereiche, in denen die Kobaltatome (schwarze Kugeln) fcc- und hcp-Gitterplätze einnehmen. Sie selbst zeichnen Bereiche aus, in denen die Kobaltatome Brückenplätze belegen [464, 471]. Die Kobaltdoppellage weist bereits eine deutlich sichtbare Überstruktur auf, deren Periode bei $12,7 \pm 1,1$ Kobaltatomen liegt [471] und auf eine Relaxation des Kobalts zurückzuführen ist. Die STM-Aufnahmen wurden entnommen aus [471].

In der Mitte der Abbildung 6.17 wird die Kobalteinfachlage näher betrachtet. Die relativ große Gitterfehlانpassung¹⁶ zwischen Platin und Kobalt von rund 10% sorgt dafür, dass bereits die erste Kobaltlage Abweichungen von einem pseudomorphen Wachstum aufweist und Verspannungen in der Kobaltschicht durch Versetzungslinien abbaut [19, 471].

¹⁶Aus der Gitterkonstante von Kobalt in einer fcc-Stapelung $3,545 \text{ \AA}$ und Platin $3,912 \text{ \AA}$ ergibt sich eine Gitterfehlانpassung η von $(3,912 - 3,545)/3,545 \approx 10,4\%$. In einer nicht verspannten hcp-Stapelung ist der Abstand benachbarter Kobaltatome einer Lage $2,5070 \text{ \AA}$ [73]. Für Platin liegt dieser jedoch bei $3,912 \text{ \AA}/\sqrt{2}$. Analog ergibt sich für eine hcp-Stapelung ein Wert von $10,3\%$.

Die Kobaltatome der ersten Monolage nehmen vorwiegend die fcc-Gitterplätze¹⁷ auf der Pt(111)-Oberfläche ein [464, 471, 473]. Die Versetzungslinien sind als helle Streifen mit dem STM sichtbar und zeichnen Bereiche aus, in denen die Kobaltatome Brückenplätze belegen [464, 471]. Wie die Schemazeichnung unter der STM-Aufnahme skizziert, trennen die Versetzungslinien Bereiche, in denen die Kobaltatome (schwarze Kugeln) fcc- und hcp-Gitterplätze einnehmen. Da der Flächenanteil der fcc-Stapelung deutlich größer ist, muss die fcc-Anordnung energetisch begünstigt sein.

Rechts in der Abbildung 6.17 ist eine STM-Aufnahme der Kobaltdoppellage zu finden. Die zweite Kobaltlage weist eine zusätzliche Modulation des Höhenprofils auf, deren Periode bei $12,7 \pm 1,1$ Kobaltatomen liegt [471]. Indem zusätzliche Kobaltatome eingebaut werden, wird die Verzerrung der zweiten Kobaltlage reduziert. Es liegen damit in der Filmebene zwei Gitterkonstanten (bzw. Frequenzen) vor, zum einen die des Platins sowie der ersten Kobaltlage und zum anderen die der zweiten Kobaltlage. Infolgedessen lässt sich mittels STM ein sogenanntes Moiré-Muster [464, 471] erkennen, das die Schwebungsfrequenz sichtbar macht. Da sich die Atome der zweiten Kobaltlage an nicht gleichwertigen Plätzen auf der Pt(111)-Oberfläche befinden, führt dies zu einem modulierten Höhenprofil („buckling“) und damit der beobachtbaren Schwebungsfrequenz. Diese Beobachtung deckt sich auch mit LEED-Untersuchungen an Co/Pt(111) [462, 463, 468–470, 472], die diese Schwebung durch zusätzliche LEED-Reflexe sichtbar machen.

¹⁷An dieser Stelle wird das Wachstum des Kobalts in Bezug auf die Pt(111)-Oberfläche diskutiert. Eine oder zwei Atomlagen können isoliert kein hcp- oder fcc-Wachstum zeigen. Von Relevanz ist hier welche Gitterplätze das Kobalt auf der Pt(111)-Oberfläche einnimmt. In einer fcc-Stapelung würde eine Kobaltlage das Plattingitter fortsetzen während in einer hcp-Stapelung eben genau die hcp-Gitterplätze des Platins eingenommen werden.

Während das Kobalt bis zu einer Bedeckung von 3,5 ML noch ein zweidimensionales Wachstum aufweist [19, 464, 471], folgt die Anlagerung weiterer Kobaltatome in guter Näherung der Poisson Statistik [471], die ein dreidimensionales Wachstum charakterisiert. In der nebenstehenden Abbildung ist ersichtlich, dass sich eine Bedeckung von 5 ML noch in einem

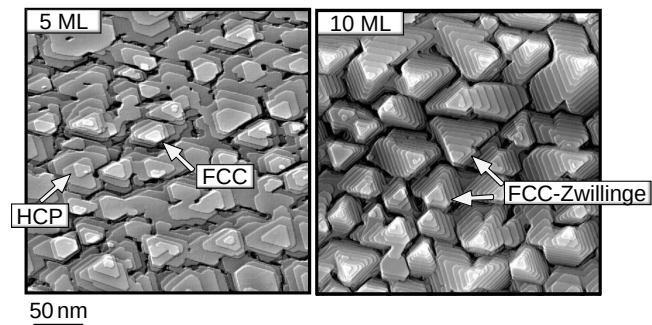


Abbildung 6.18: STM-Aufnahmen einer mit fünf und zehn Kobaltlagen bedeckten Pt(111)-Oberfläche. Aufnahmen entnommen aus [471].

Zwischenbereich befindet, hingegen bei einer Bedeckung von 10 ML bereits ein dreidimensionales Wachstum vorliegt. In beiden Fällen orientiert sich das Wachstum einzelner Lagen an den Kristallrichtungen, sodass gleichseitige Dreiecke entstehen. Aus der Orientierung dieser Dreiecke gegeneinander lässt sich die Stapelfolge des Kobalts ableiten. So ist für ein fcc-Wachstum eine Abfolge aus gleich orientierten Dreiecken zu erwarten. Ein hcp-Wachstum geht auf der anderen Seite mit um 180° zueinander gedrehten Dreiecken einher. Beides kann in der Abbildung 6.18 beobachtet werden (siehe Markierungen). Die fcc-Stapelung macht jedoch einen deutlich größeren Anteil aus. Die Abfolge der gleich orientierten Dreiecke resultiert in Kombination mit dem dreidimensionalen Wachstum in einzelnen pyramidenförmigen Inseln. Prägnant ist, dass die einzelnen Pyramiden zwei mögliche Orientierungen aufweisen und somit jeweils fcc-Zwillinge („fcc twins“ [471]) entstehen.

Diese Beobachtungen der „fcc-twin“-Stapelung von Lundgren *et al.* [471] deckt sich jedoch nicht mit anderen Untersuchungen einer thermisch aufgebracht Kobaltschicht auf einem Pt(111)-Einkristall. So beobachteten Grütter und Düring, ebenfalls mittels STM, zwar ein dreidimensionales Wachstum, aber eben genau die um 180° zueinander gedrehten Dreiecke, und haben daher auf ein hcp-Wachstum geschlossen [464]. Saint-Lager *et al.* [467] finden mittels Röntgenstreuung eine gemischte Phase aus einer fcc-Stapelung, einer hcp-Stapelung sowie der fcc-Zwillingsphase. Durch ein Erwärmen (annealing) der bei Raumtemperatur gewachsenen Kobaltschicht auf 500 K wird dann die hcp-Phase dominanter. Dieser Befund stimmt soweit mit einem weiteren Röntgenstreuexperiment von Ferrer *et al.* überein [466]. Doch Grütter und Düring haben ebenfalls auf einen Pt(111)-

Kristall aufgedampft, der sich bei Raumtemperatur befunden hat, und die hcp-Phase gefunden. Analog fanden Thiele *et al.* mittels Röntgenabsorptionsspektroskopie [465] eine hcp-Phase zwischen 4 – 10 ML Kobalt, das bei RT aufgedampft wurde. Im Gegensatz dazu befand sich der Platinkristall von Lundgren *et. al* bis kurz vor dem Aufdampfen bei 600 K [471] und es wurde die fcc-Zwillingsphase beobachtet.

Der Stand der Literatur lässt damit keine eindeutige Aussage zu, welche Stapelfolge das Kobalt auf der Pt(111)-Oberfläche für Schichtdicken oberhalb von 3 ML aufweist. Im Folgenden werden daher ergänzend eigene LEED-Untersuchungen an den für diese Arbeit verwendeten Co/Pt(111)-Proben vorgenommen.

Eigene Untersuchungen an Co/Pt(111)

Die Abbildung 6.19 zeigt im direkten Vergleich das LEED-Muster einer nicht abgedeckten Pt(111)-Oberfläche (links) und das LEED-Muster einer mit 1,5 ML Kobalt bedeckten Pt(111)-Oberfläche (rechts). Im Rahmen der Genauigkeit bleiben die Abstände zwischen den LEED-Reflexen unverändert, doch sind die einzelnen LEED-Reflexe durch die Kobaltbedeckung leicht verbreitert.



Abbildung 6.19: LEED-Muster des Pt(111)-Einkristalls mit einer Kobaltbedeckung von 0 ML (links) und 1,5 ML (rechts). Beide Muster wurden bei einer Elektronenenergie von 50 eV aufgezeichnet.

Diese Verbreiterung deckt sich durchaus mit den zuvor diskutierten Befunden. Durch das „Quasi-Lagen-für-Lagen“-Wachstum ist davon auszugehen, dass bei der Kobaltbedeckung von 1,5 ML simultan nicht mit Kobalt bedeckte Bereiche, sowie Kobalteinfach- und -doppellagen vorliegen. Auch wenn LEED nicht besonders sensitiv auf einzelne Versetzungslinien ist [473], so erklären die vorhandenen Versetzungslinien in der ersten Kobaltlage bereits eine leichte Verbreiterung der LEED-Reflexe. Auf der anderen Seite weist die Kobaltdoppellage schon eine deutlich stärkere Gitterrelaxation des Kobalts auf und trägt damit maßgeblich zu der Verbreiterung der LEED-Reflexe bei.

Zusätzliche LEED-Reflexe, die mit dem diskutierten Moiré-Muster verbunden sind, lassen sich jedoch noch nicht ausmachen und werden erst mit steigender Kobaltbedeckung sichtbar. Die Abbildung 6.20 zeigt Satellitenreflexe, die bei einer Kobaltbedeckung von 5 ML aufgezeichnet wurden. Die mittlere Abbildung wurde bei einer Elektronenenergie von 60 eV unter normalem Einfall

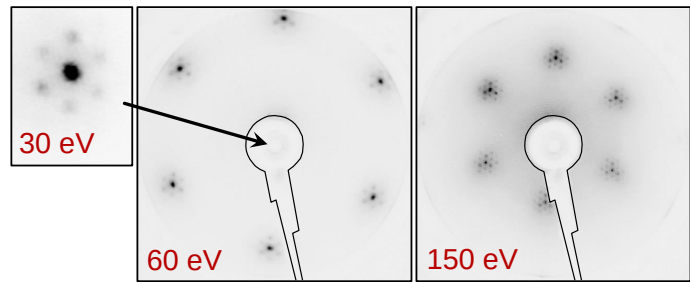


Abbildung 6.20: LEED-Muster der Pt(111)-Oberfläche mit einer Kobaltbedeckung von 5 ML. Die deutlich sichtbaren Satellitenreflexe lassen sich durch die Änderung der Gitterkonstante zwischen der ersten und zweiten Kobaltlage erklären.

des Elektronenstrahl aufgenommen und lässt sechs solche Satellitenreflexe erkennen, deren Position der zuvor diskutierten Schwebungsfrequenz entspricht. Wie das LEED-Muster auf der rechten Seite erkennen lässt, können für eine höhere Elektronenenergie auch weitere Ordnungen der Satellitenreflexe beobachtet werden, was sich durch die zunehmende Bedeutung von Mehrfachstreuprozessen im LEED erklären lässt. Auf der linken Seite ist ein vergrößertes Bild des Spekularreflexes zu finden, das bei einer Energie von 30 eV unter einem Einfallswinkel von 10° aufgezeichnet wurde. Der Abstand zwischen den Beugungsreflexen erster Ordnung beträgt bei gleicher Energie das 12,8-fache der Abstände zwischen den Satellitenreflexen und passt damit sehr gut zu der von Lundgren *et al.* gefundenen Periode von $12,7 \pm 1,1$ [471] Kobaltatomen. Es lässt sich daher davon ausgehen, dass das Kobalt ab der zweiten Kobaltlage in der Filmebene eine um den Faktor $12,8/(12,8+1)$ geringere Gitterkonstante als das Platin aufweist und somit die folgenden Kobaltlagen in der Filmebene noch um rund 2,3% gestreckt sind¹⁸. Unter Anwendung der Elastizitätstheorie lässt sich aus dieser Streckung in der Filmebene direkt eine Stauchung von 1,3% senkrecht zu der Filmebene abschätzen¹⁹. Während die erste Kobaltlage durch die Gitter-

¹⁸Aus der Gitterkonstanten von Platin ($3,912 \text{ \AA}$) lässt sich für die Kobaltlagen ein Abstand der nächsten Nachbaratome in der Filmebene von $12,8/(13,8) \cdot 3,912 \text{ \AA} / \sqrt{2} = 2,566 \text{ \AA}$ berechnen. Dieser Abstand ist gegenüber den Literaturwerten für relaxiertes Kobalt in einer hcp- ($2,507 \text{ \AA}$) oder der fcc-Stapelung ($3,545 \text{ \AA} / \sqrt{2} = 2,507 \text{ \AA}$) um rund 2,3% gestreckt.

¹⁹Die Stauchung senkrecht zu der Filmebene lässt sich direkt aus der Elastizitätstheorie und den elastischen Konstanten von fcc [70] bzw. hcp [84] Kobalt ableiten. Sie entspricht einem Lagenabstand von $2,01 \text{ \AA}$ (hcp) bzw. $2,02 \text{ \AA}$ (fcc), der in beiden Fällen einer Abstandsverringerung von 1,3% gleichkommt.

fehlanpassung zwischen Kobalt und Platin noch um rund 10,4% gestreckt wird, wächst das Kobalt ab der zweiten Kobaltlage deutlich weniger verzerrt auf.

Stapelung der Kobaltlagen

Im Folgenden soll die Stapelung der Kobaltlagen betrachtet werden. Zwischen der ersten und zweiten Kobaltlage findet eine starke Relaxation des Kobaltgitters statt, sodass eine fixe Orientierung der zweiten Kobaltlage in Bezug auf die vorherigen Lagen (Co und Pt) nicht bestehen kann. Erst ab der zweiten Kobaltlage ist die Verzerrung und Relaxation der einzelnen Lagen gegeneinander gering und folglich lässt sich ab der vierten Atomlage eine Stapelfolge überhaupt definieren.

Die Abbildung 6.21 stellt auf der linken Seite die IV-LEED-Spektren der sechs Beugungsreflexe erster Ordnung bei einer Kobaltbedeckung von rund 9 ML nebeneinander. Die sechs Kurven wurden dabei aus Darstellungsgründen gegeneinander verschoben und jeweils zum besseren Vergleich gemeinsam mit dem Mittelwert aus allen Reflexen abgebildet²⁰. Aus Symmetriegründen müssen auf der Pt(111)-Oberfläche jeweils die $(\bar{1}, \bar{1})$ -, $(1, 0)$ - und $(0, 1)$ -Reflexe (blaue Datenpunkte) sowie die $(0, \bar{1})$ -, $(1, 1)$ - und $(\bar{1}, 0)$ -Reflexe (rote Datenpunkte) äquivalent sein. Es lässt sich jedoch beobachten, dass alle Reflexe den gleichen Intensitätsverlauf aufweisen. So liegen keine systematischen Abweichungen aller roten bzw. aller blauen Spektren von dem Mittelwert vor. Diese Beobachtung schließt damit bereits ein reines fcc-Wachstum des Kobalts auf der Pt(111)-Oberfläche aus, da ansonsten unterschiedliche Intensitäten der beiden Reflextripel, wie im Fall von Co/Ir(111) (siehe Abbildung 6.16), zu beobachten wären.

Allein aus der Symmetrie lässt sich jedoch eine hcp- von einer „fcc-twin“-Stapelung nicht unterscheiden, da beide mit gleichen Reflextripeln verbunden sind. In der rechten Teilabbildung wird daher die gemittelte Intensität aus den sechs Beugungsreflexen (grau) mit Berechnungen von Lee *et al.* [263], Lahtinen *et al.* [475] und Berning *et al.* [258] verglichen. Die drei Kurven unterhalb des gemessenen Spektrums (in unterschiedlichen Rottönen) entsprechen dabei einer hcp-Stapelung des Kobalts und differieren in den angenomme-

²⁰Der $(0, \bar{1})$ -Beugungsreflex wird bei Elektronenenergien oberhalb von 180 eV durch Teile der Elektronenkanone verdeckt (siehe z.B. Abbildung 6.7) und wird daher in diesem Bereich nicht aufgezeichnet.

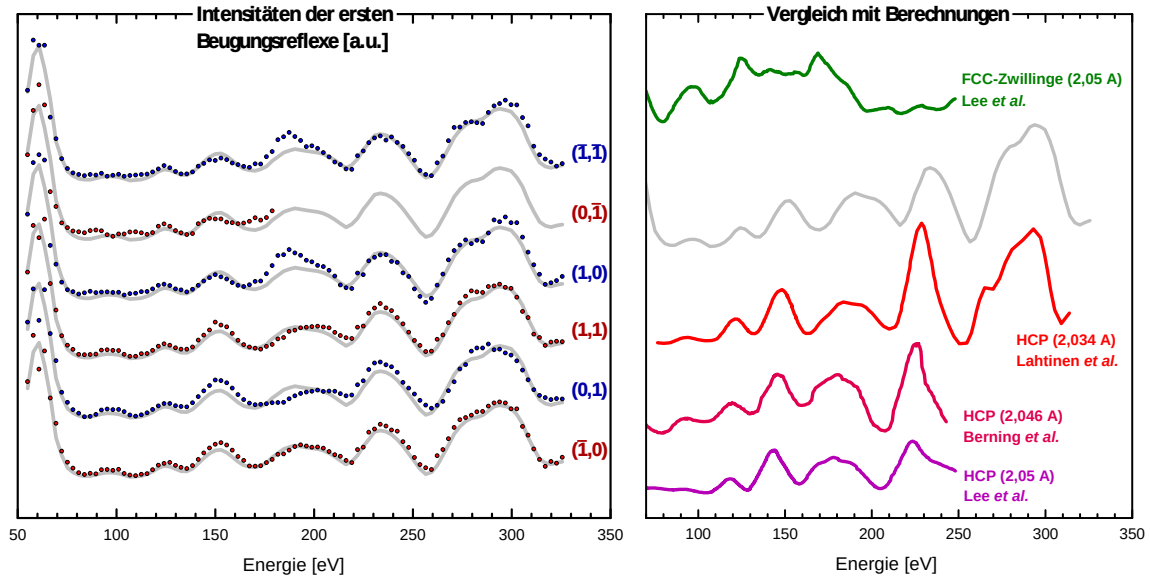


Abbildung 6.21: IV-LEED-Spektren der mit $(8, 8 \pm 0, 2)$ ML Kobalt bedeckten Pt(111)-Oberfläche im Vergleich. Auf der linken Seite werden die Spektren der sechs Beugungsreflexe erster Ordnung gemeinsam mit den Mittelwert aus allen Reflexen (graue Kurve) dargestellt²⁰. Aus Symmetriegründen sind die $(\bar{1}, \bar{1})$ -, $(1, 0)$ - und $(0, 1)$ -Reflexe (blaue Datenpunkte) sowie die $(0, \bar{1})$ -, $(1, 1)$ - und $(\bar{1}, 0)$ -Reflexe (rote Datenpunkte) auf der Pt(111)-Oberfläche äquivalent. Da jedoch alle Reflexe den gleichen Intensitätsverlauf aufweisen, liegt entweder eine hcp-Stapelung oder eine fcc-Zwillings-Stapelung des Kobalts vor. Ein fcc-Wachstum wie auf der Ir(111)-Oberfläche kann bereits ausgeschlossen werden. Der Vergleich mit IV-LEED-Berechnungen [258, 263, 475] auf der rechten Seite der Abbildung zeigt deutlich, dass eine hcp-Stapelung des Kobalts vorhanden ist. Die graue Kurve entspricht wie zuvor dem Mittelwert aus den gemessenen Intensitäten. Die berechneten Kurven (Rottöne für hcp-Stapelung, grün für fcc-Zwillings-Stapelung) wurden bereits vorhandenen Veröffentlichungen [258, 263, 475] für weitestgehend relaxiertes Kobalt entnommen und wie in Abschnitt 3.3.2 erläutert skaliert. Die eingeklammerten Werte geben den Lagenabstand des Kobalts an, der entsprechend nicht an die Messwerte angepasst wurde, und die leichten Abweichungen zwischen Berechnungen und Messungen erklären kann.

nen Abständen zwischen den Kobaltlagen (siehe Angaben im Graphen). Die grüne Kurve oberhalb der Messung entspricht auf der anderen Seite einem IV-LEED-Spektrum, wie man es für eine „fcc-twin“-Stapelung des Kobalts erwarten würde. Dabei wurde über die Intensitäten des $(1, 0)$ - und des $(\bar{1}, 0)$ -Reflexes, die Lee *et al.* [263] für eine fcc-Stapelung berechnet haben, gemittelt. Durch ein Mitteln über die beiden unterschiedlichen Reflexe kommt die Kurve einer fcc-Stapelung des Kobalts gleich, die jedoch beide mögliche Ori-

entierungen der fcc-Lagen relativ zum Substrat zu gleichem Anteil aufweist und somit der „fcc-twin“-Stapelung entspricht.

Das gemessene IV-LEED-Spektrum zeigt eine hohe Übereinstimmung mit den Berechnungen einer hcp-Stapelung. Die fcc-Zwillingsstapelung auf der anderen Seite kann den gemessenen Verlauf nicht reproduzieren, sodass von einer hcp-Stapelung des Kobalts ausgegangen werden kann. Obwohl die berechneten Kurven für eine hcp-Stapelung qualitativ den gemessenen Intensitätsverlauf gut reproduzieren, lässt sich feststellen, dass die Übereinstimmungen nicht exakt sind. So weichen zum einen die Ausprägung der einzelnen Maxima bzw. Bragg-Peaks von der gemessenen Kurve ab und zum anderen sind die Positionen der Bragg-Peaks leicht verschoben. An dieser Stelle sei betont, dass die Berechnungen lateral homogene Systeme betrachten, während mittels STM bei einer Kobaltbedeckung zwischen 5 ML und 10 ML ein dreidimensionales Wachstum mit zahlreichen Versetzungslinien beobachtet wird (vgl. Abbildung 6.18). Die zitierten Berechnungen wurden zudem unabhängig von dieser Arbeit angefertigt, sodass in Abbildung 6.21 lediglich ein Vergleich der aufgezeichneten Daten mit Berechnungen aus der Literatur stattfindet. Üblicherweise werden IV-LEED-Berechnungen an Messungen angepasst [253, 258, 263, 475] und auf diese Weise zum Beispiel der Lagenabstand oder eben die Stapelfolge bestimmt. Auf Grund der Komplexität solcher dynamischen LEED-Rechnungen und dem geringen Mehrwert, der mit diesen Rechnungen für die vorliegende Arbeit verbunden ist, soll dies an dieser Stelle jedoch nicht erfolgen.

Auch ohne weitere Berechnungen konnte die hcp-Stapelung nachgewiesen werden. Es lässt sich davon ausgehen, dass die verbleibenden Abweichungen auf weitere Wachstumsparameter des Kobalts zurückzuführen sind. So wurde im vorherigen Abschnitt herausgearbeitet, dass das Kobalt zumindest bei einer Bedeckung von 5 ML noch leicht verzerrt ist. In der Filmebene konnte eine Streckung um 2,3% ausgemacht werden, die mit einer Stauchung des Lagenabstandes von rund 1,3% einhergeht. Die zitierten Berechnungen betrachten jedoch weitestgehend relaxierte Kobaltschichten (siehe Lagenabstände im Graphen), sodass eine exakte Übereinstimmung zwischen den Kurven nicht zu erwarten ist. Da IV-LEED-Messungen insbesondere auf die Lagenabstände sensitiv sind [253], lässt sich davon ausgehen, dass die Stauchung senkrecht zur Filmebene Einfluss auf das Spektrum nimmt. So geht nach der Bragg-Bedingung eine Stauchung der Lagenabstände in erster Näherung

mit einer Streckung des IV-LEED-Spektrums proportional zum Elektronenimpuls ($\propto \sqrt{E}$) einher (siehe auch Gleichung 3.6).

Dies deckt sich mit der Beobachtung, dass die gemessene Kurve gegenüber den Berechnungen entlang der Abszisse gestreckt ist. Die Berechnungen von Lahtinen *et al.* [475] mit einem Lagenabstand von 2,034 Å beschreibt die Energien der Bragg-Peaks besser als die anderen Berechnungen mit einem größeren Lagenabstand. Da jedoch die gemessene Kurve auch gegenüber dieser Berechnung gestreckt ist, lässt sich hieraus bereits ein Lagenabstand kleiner als 2,034 Å abschätzen. In dem vorherigen Abschnitt wurde für eine hcp-Stapelung des Kobalts aus dem LEED-Muster in Abbildung 6.20 ein mittlerer Lagenabstand von rund 2,01 Å abgeschätzt (siehe ¹⁹ auf Seite 189). Eine genauere Bestimmung des Lagenabstandes lässt sich erhalten, indem man die Kurve von Lahtinen *et al.* [475] entlang der Abszisse skaliert und so an die Messung anpasst. Dies liefert eine Verschiebung von (2 ± 1) eV sowie einen Skalierungsfaktor von $1,014 \pm 0,003$. Die Verschiebung des Spektrums bzw. der Bragg-Peak-Energien entspricht einem abweichenden inneren Potenzial²¹ zwischen der Messung und den Berechnungen und ist durchaus plausibel, da nicht von einem exakt gleichen Wert für eine relaxierte und leicht verspannte Kobaltschicht ausgegangen werden kann. Der Skalierungsfaktor lässt sich dem veränderten Lagenabstand zuordnen. Eine Rechnung liefert in erster Näherung²² den Lagenabstand von $(2,02 \pm 0,01)$ Å, der mit der Abschätzung über die Elastizitätstheorie übereinstimmt.

Es lässt sich damit festhalten, dass nach den ersten Atomlagen eine hcp-Stapelung des Kobalts auf der Pt(111)-Oberfläche einsetzt. Dieser Befund stimmt damit mit den Resultaten aus [464, 465] überein und reproduziert folglich nicht die gefundene Stapelfolge in [466, 467]. Die abweichenden Herstellungsbedingungen in [471] lassen einen direkten Vergleich mit den anderen Veröffentlichungen und der hier gefundenen Stapelfolge nicht zu. Die Ursache für die unterschiedlichen Befunde in der Literatur kann an dieser Stelle jedoch nicht aufgeklärt werden. Des Weiteren lässt sich aus den aufgezeichneten Spektren eine leichte Restverzerrung des Kobalts ausmachen (Streckung in der Filmebene und Stauchung senkrecht zu der Filmebene), die zumindest bis zu einer Bedeckung von 9 ML

²¹Das innere Potenzial ist nicht mit der Fermienergie gleichzusetzen (vgl. Abschnitt 3.2.3) und liegt für relaxiertes Kobalt bei (14 ± 2) eV [258].

²²Da eine Stauchung der Lagenabstände in erster Näherung mit in einer Streckung des LEED-Spektrums proportional zum Elektronenimpuls ($\propto \sqrt{E}$) einhergeht, lässt sich der Lagenabstand d über die Beziehung $\sqrt{1,014 \pm 0,003} = 2,034 \text{ Å} / d$ bestimmen.

anhält. Eine Näherungsrechnung liefert dabei einen Lagenabstand von $(2,02 \pm 0,01) \text{ \AA}$, der unter Anwendung der Elastizitätstheorie mit der beobachteten Streckung des Kobalts in der Filmebene von 2,3% konform ist. Nichtsdestoweniger stellt diese Bestimmung nur eine Abschätzung dar und wurde vorrangig verwendet um verbleibende Abweichungen zwischen LEED-Berechnungen, die relaxierte Kobaltschichten betrachten, und den Messwerten zu plausibilisieren. Der Lagenabstand des Kobalts wird in dem folgenden Abschnitt daher genauer betrachtet.

Bestimmung des Lagenabstandes in der Kobaltschicht

Der Abstand zwischen den Kobaltlagen lässt sich relativ genau aus dem Spektrum des Spekularreflexes bestimmen. In der Abbildung 6.22 wird daher für eine Kobaltbedeckung von 9 ML die Intensität des Spekularreflexes gegenüber der Energie des Elektronenstrahls aufgetragen (schwarze Quadrate) und mit Berechnungen verglichen. Der Elektronenstrahl wird dazu gegenüber dem normalen Einfall um 9° in Richtung des (2,1)-Reflexes verkippt, so dass der Spekularreflex auf dem LEED-Schirm sichtbar wird und ein Spektrum aufgezeichnet werden kann.

Das gemessene Spektrum lässt deutlich voneinander abgegrenzte Bragg-Peaks erkennen, deren Positionen durch vertikale Linien markiert wurden. Durch die quadratische Skalierung der Abszisse besitzen die einzelne Bragg-Peaks im Graphen äquidistante Abstände zueinander, die bereits aus der kinematischen Bragg-Bedingung (vgl. Gl. 3.5) folgen. Damit liegt zunächst eine Bestim-

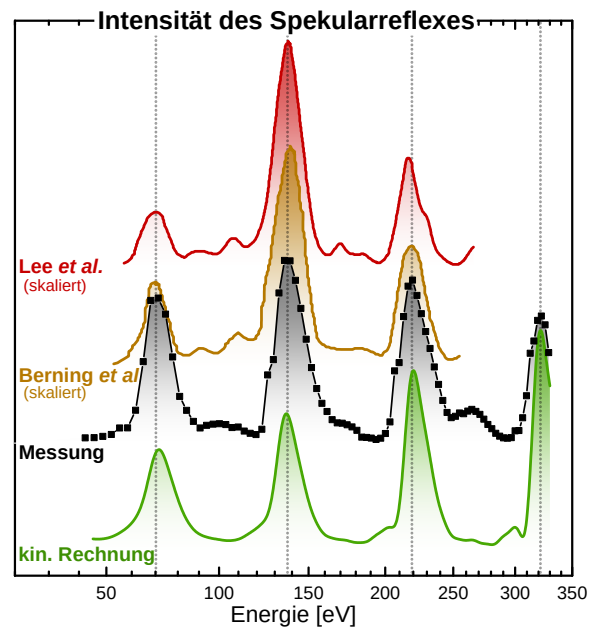


Abbildung 6.22: Bestimmung des Kobaltlagenabstandes aus der Intensität des Spekularreflexes. Das gemessene Spektrum ($\blacksquare$) bei einer Kobaltbedeckung von 9 ML wird dazu mit einer kinematischen Berechnung sowie den entlang der Abszisse gestreckten Kurven von Berning et al. [258] und Lee et al. [263] verglichen.

mung des Lagenabstandes über die Bragg-Bedingung bzw. eine kinematische Näherung nahe.

Die grüne Kurve unterhalb der Messdaten wurde über einen solchen kinematischen Ansatz²³ berechnet und entspricht einem mittleren Lagenabstand von 2,04 Å. Dabei ist zu berücksichtigen, dass eine kinematische LEED-Rechnung konzeptionell nicht geeignet ist um die Höhe eines Bragg-Peaks zu berechnen [253], sondern einzig für die Positionen der Peaks aussagekräftig sein kann. Es lässt sich jedoch auch nicht davon ausgehen, dass die Positionen einzelner Bragg-Peaks durch eine kinematische Berechnung exakt wiedergegeben werden kann [253]. Die Mehrfachstreuung von Elektronen kann sogar eine Verschiebung der Peaks um einige Elektronenvolt zusätzlich zu dem inneren Potenzial bewirken [253]. Allgemein rückt die Mehrfachstreuung von Elektronen mit zunehmender Energie mehr in den Hintergrund [253], sodass der kinematische Ansatz mit ansteigender Elektronenenergie präziser wird, für geringe Energien jedoch mit Unsicherheiten verbunden sein kann. An dieser Stelle konnten nur die dritte bis sechste Beugungsordnung aufgezeichnet werden, sodass die kinematische Berechnung allein nur eine wenig belastbare Aussage liefert. In dem abgebildeten Spektrum ist ersichtlich, dass die Positionen der einzelnen Maxima in der angepassten kinematischen Berechnung nicht exakt mit den Positionen der Maxima in den Messdaten übereinstimmen. Je nachdem welche Bragg-Peaks einer Anpassung zugrunde gelegt werden, ergibt sich damit für den mittleren Lagenabstand ein Wertebereich zwischen 2,00 Å und 2,07 Å.

Da der angegebene Wertebereich von 2,00 Å bis 2,07 Å verhältnismäßig groß ist und die Aussagekraft damit gering, wird das gemessene Spektrum des Spekularreflexes durch vorhandene LEED-Berechnungen aus der Literatur [258, 263] angepasst. Es lassen sich jedoch nur LEED-Berechnungen für weitestgehend relaxiertes Kobalt finden, welche die Messdaten nicht hinreichend reproduzieren können. Die beiden abgebildeten Kurven von Berning *et al.* [258] und Lee *et al.* [263] wurden entlang der Abszisse jeweils um den Faktor $1,04 \pm 0,01$ und $1,07 \pm 0,01$ gestreckt, sodass die Energien der Bragg-Peaks zu

²³Betrachtet wurde die Interferenz der gebeugten Elektronenwellen, die von neun Atomlagen ausgehen. Dazu wurde wie im Experiment ein Neigungswinkel von 9° angesetzt und die Abschwächungslänge der Elektronen konnte mithilfe der zuvor über AES bestimmten Werte aus Abschnitt 6.1.4 berücksichtigt werden. Eine Anpassung an die Messdaten liefert den angegebenen Kobaltlagenabstand sowie ein inneres Potenzial von (13 ± 2) eV.

den Messdaten passen. Eine Verschiebung des Spektrums bzw. aller Bragg-Peaks durch ein abweichendes inneres Potenzial konnte jedoch nicht ausgemacht werden ((0 ± 1) eV). Da Berning *et al.* [258] ein inneres Potenzial von $(13,6 \pm 1,7)$ eV angeben, folgt für die betrachtete Kobaltschicht damit ein inneres Potenzial von (14 ± 2) eV. Dieser Wert deckt sich mit dem zuvor über die kinematische Rechnung bestimmten Potenzial.

Aus der notwendigen Streckung der Spektren lässt sich eine Aussage über den Kobaltlagenabstand gewinnen. Berning *et al.* [258] berechneten die Intensität des Spekularreflexes für nicht bzw. wenig verspanntes Kobalt in einer hcp-Stapelung (Lagenabstand von $2,046 \text{ \AA}$). Betrachtet wurde dabei ein Elektronenstrahl, der gegenüber dem normalen Einfall um $7,7^\circ$ in Richtung des (1,0)-Reflexes verkippt ist²⁴. Die Tatsache, dass das berechnete Spektrum gestreckt werden muss, um die hier aufgezeichneten Messdaten anzupassen, deutet darauf hin, dass der Lagenabstand der betrachteten Kobaltschicht kleiner als in der Rechnung von Berning *et al.* sein muss. Wie in dem vorherigen Abschnitt bereits diskutiert, geht eine Stauchung der Lagenabstände mit in einer Streckung des Spektrums proportional zum Elektronenimpuls ($\propto \sqrt{E}$) einher. Entsprechend lässt sich aus der Berechnung von Berning *et al.* ein Lagenabstand von $(2,01 \pm 0,01) \text{ \AA}$ für die hier untersuchte Kobaltschicht bestimmen²⁵. Die unabhängige Berechnung von Lee *et al.* betrachtet ebenfalls Kobalt in einer hcp-Stapelung doch mit einem Lagenabstand von $2,05 \text{ \AA}$ und einem um 6° verkippten Elektronenstrahl. Analog lässt sich hieraus mit dem Skalierungsfaktor von $1,07 \pm 0,01$ ein Lagenabstand von $(2,00 \pm 0,01) \text{ \AA}$ für die in dieser Arbeit untersuchte Kobaltschicht angeben.

Diese beiden Resultate decken sich untereinander und stimmen sehr gut mit der vorherigen Abschätzung über die Elastizitätstheorie überein. Auch bestätigen sie den zuvor

²⁴Beide zitierten Berechnungen betrachten einen Elektronenstrahl, der in Richtung des (1,0)-Reflexes verkippt ist. Die Messungen wurden jedoch durch die experimentellen Gegebenheiten bedingt mit einer Strahlneigung in Richtung des (2,1)-Reflexes aufgezeichnet. Dies ändert konzeptionell die Positionen der beobachteten Bragg-Peaks nicht, beeinflusst allerdings ihre Amplituden.

²⁵Die Stauchung der Lagenabstände geht mit in einer Streckung des Spektrums proportional zu $\sqrt{E}$ einher. Folglich skaliert der Lagenabstand für den Skalierungsfaktor f proportional zu $f^{-\frac{1}{2}}$. Unter Berücksichtigung der unterschiedlichen Neigungswinkel der Elektronenstrahlen folgt damit:

$$2,046 \text{ \AA} \cdot \frac{\cos(7,7^\circ)}{\cos(9^\circ)\sqrt{1,04 \pm 0,01}} = (2,01 \pm 0,01) \text{ \AA}$$

durchgeführten Vergleich der Beugungsreflexe erster Ordnung mit den entsprechenden Berechnungen. Da der Literaturwert von Kobalt in einer hcp-Stapelung bei $2,035 \text{ \AA}$ [73] liegt, können die Kobaltlagen, die zum Spektrum beitragen, innerhalb der Genauigkeit von 1 pm senkrecht zu der Oberfläche als noch leicht verspannt angesehen werden. Die Informationstiefe von Elektronen in einer Kobaltschicht wurde in dem vorhergehenden Abschnitt mittels AES bestimmt und befindet sich für den betrachteten Energiebereich zwischen drei und vier Atomlagen. Aus den Spektren lässt sich folglich eine belastbare Aussage über den Lagenabstand der oberen drei Kobaltlagen treffen²⁶. Nichtsdestoweniger deckt sich der gefundene Lagenabstand auch mit dem bestimmten Wert über die Elastizitätstheorie, mit deren Hilfe bereits für geringere Kobaltbedeckungen der Lagenabstand aus der Gitterkonstante innerhalb der Filmebene abgeleitet werden konnte. Zum einen geschah dies basierend auf den im LEED sichtbaren Satellitenreflexen bei einer Kobaltbedeckung von 5 ML (vgl. Abbildung 6.20) und zum anderen aus der Gitterkonstante, die mittels STM ab der zweiten Kobaltlage beobachtet werden kann (vgl. Abbildung 6.17).

Zusammenfassend lässt sich damit festhalten, dass die erste Kobaltlage noch nahezu die Platingitterkonstante aufweist und damit aus der Gitterfehlانpassung eine starke isotrope Verzerrung in der Filmebene von rund 10% resultiert. Ab der zweiten Kobaltlage ist die Verzerrung des Kobalts jedoch deutlich geringer und liegt bei rund $2,3\%$ innerhalb der Filmebene sowie $-1,3\%$ senkrecht zu der Filmebene. Zumindest bis zu der maximalen Kobaltbedeckung, die im Rahmen der vorliegenden Arbeit untersucht wurde, von 9 ML bleibt diese Verzerrung bestehen und resultiert in einem Lagenabstand von $(2,01 \pm 0,01) \text{ \AA}$. Überdies lässt sich feststellen, dass auch die oberste Kobaltlage hiervon keinen abweichenden Lagenabstand besitzt, wie es für eine Vielzahl von Oberflächen durchaus beobachtet wird [253]. Gemäß etablierten Lehrbuchwissens [253] würde eine Stauchung bzw. Streckung des Abstandes zur obersten Atomlage sich in der Tatsache äußern, dass die einzelnen Peaks eines Spektrums von links nach rechts bzw. von rechts nach links breiter und asymmetrischer werden. Ein Vergleich (nicht abgebildet) mit unterschiedlichen berechneten Spektren aus [258], in denen der Abstand der obersten Kobaltschicht variiert wird, zeigt, dass eine solche Abstandsänderung signifikant unterhalb von 5% liegen muss.

²⁶Zu beachten ist, dass die Elektronen den Hin- und Rückweg zurücklegen müssen und sich daher ein Faktor zwei ergibt.

Auch konnte im Rahmen der vorliegenden Arbeit gezeigt werden, dass ab der vierten Atomlage das Kobalt ein hcp-Wachstum auf Pt(111) aufweist.

Sowohl die Co/Pt(111)- als auch für die Co/Ir(111)-Grenzfläche können als verhältnismäßig ideal angesehen werden, da die hergestellten Proben besonders scharfe Grenzflächen mit einer minimalen Materialdurchmischung aufweisen. Gleichzeitig bieten sie eine maximale kristalline Ordnung und eine erste Kobatlage, die die Gitterkonstante von Pt(111) bzw. Ir(111) übernimmt, jedoch vereinzelt Versetzungslinien aufweist. Beide betrachteten Systeme stellen damit eine hohe Vergleichbarkeit zu theoretischen Berechnungen sicher und sollen im Folgenden mittels SEMPA auf ihre DMI untersucht werden.

6.2 Bestimmung der Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung

In Kapitel 4 wurde herausgearbeitet, dass in den letzten Jahren mehrere experimentelle Bestimmungen der DMI einer Co/Ir- oder Co/Pt-Grenzfläche durchgeführt wurden. Diese Untersuchungen fanden zum Großteil an gesputterten Schichtsystemen statt, in denen wegen unterschiedlicher Grenzflächenbeschaffenheiten deutlich abweichende Werte berichtet werden. Die Aussagekraft, die aus diesen experimentellen Untersuchungen für das ideale Co/Pt- oder Co/Ir-System hervorgeht, ist daher nur gering.

Eine experimentelle Untersuchung der DMI an nahezu idealen Co/Pt-Grenzflächen, wie sie in dieser Arbeit hergestellt und betrachtet werden, fand bisher nicht statt. Co/Ir(111) wurde im Unterschied dazu gleich in zwei Studien betrachtet. Auch wenn Perini *et al.* [37] aus ihrer SPSTM-Untersuchung heraus keine Aussage zu dem Betrag der DMI treffen können, finden sie, dass die DMI von Co/Ir(111) eine Rotation der Magnetisierung im Uhrzeigersinn (clockwise) hervorruft und ihr Vorzeichen entsprechend negativ sein muss [37]. Ohne es zu thematisieren widersprechen Perini *et al.* [37] mit ihrer Untersuchung der vorherigen SPLEEM-Untersuchung von Chen *et al.* [48], die eine Rotation der Magnetisierung gegen den Uhrzeigersinn (anticlockwise) abbilden und einen positiven Wert der DMI veröffentlichen [48].

Während die intrinsische DMI der Co/Pt-Grenzfläche experimentell bisher nicht betrachtet wurde, liegen für die DMI der Co/Ir-Grenzfläche zwei sich gegenseitig widersprechende Untersuchungen vor. Damit liegt nahe, dass in einem der beiden Experimente ein Fehler unterlaufen sein könnte, der zu diesem widersprüchlichen Vorzeichen der DMI führt. Man beachte beispielsweise, dass sowohl mittels SPSTM als auch mittels SPLEEM stets nur eine Komponente der Magnetisierung gemessen wird und somit mehrere Komponenten nacheinander aufgezeichnet werden müssen. Beide Experimente sind damit nicht wie die SEMPA in der Lage, einen Rotationssinn der Magnetisierung direkt in nur einer einzigen Messung aufzuzeichnen (vgl. Abbildung 3.9).

6.2.1 DMI von Co/Pt(111)

In diesem Abschnitt wird die DMI der hergestellten Co/Pt-Proben betrachtet. Bis zum Beginn des Spinreorientierungsübergangs weist Co/Pt(111) ausschließlich reine Néelwände auf, sodass die DMI nicht direkt aus dem Winkel der Magnetisierung in einer Domänenwand bestimmt werden kann. Nichtsdestoweniger lässt sich aus der Beobachtung reiner Néelwände bis zu einer Schichtdicke von 1,4 nm über die Gleichung 2.30 eine Untergrenze der DMI von $D_s = 0,7 \text{ pJ/m}$ abschätzen. Eine Obergrenze der DMI von $D_s = 4,3 \text{ pJ/m}$ begründet sich aus der Tatsache, dass in dem gesamten beobachteten Bereich eine ferromagnetische Phase vorliegt und daher Spinspiralen nicht den energetisch günstigsten Zustand bilden können. Die Resultate wurden bereits in der Zeitschrift „Physical Review B“ als ein „Rapid Communications“-Artikel veröffentlicht. Im Folgenden wird dieser Artikel mit dem Titel „SEMPA investigation of the Dzyaloshinskii-Moriya interaction in the single, ideally grown Co/Pt(111) interface“ reproduziert.

Der wiedergegebene Artikel enthält maßgeblich Resultate von FKT (Autor der Dissertation), wurde aber gemeinsam mit anderen Wissenschaftlern angefertigt. Zunächst werden daher die Beiträge der einzelnen Autoren offengelegt. Das Experiment führte Edna Corredor Vega durch, wobei sie von Susanne Kuhrau und FKT in der Datenaufnahme mittels SEMPA und der Probenherstellung unterstützt wurde. Explizit erwähnt sei, dass alle zuvor in Abschnitt 6.1 gezeigten LEED- und Auger-Messungen ausschließlich von FKT stammen und daher dort nur eigene Daten gezeigt wurden. FKT hat auch die Auswertung der in der Veröffentlichung gezeigten SEMPA-Daten übernommen und nach Diskussion

mit allen Autoren in der Abbildung 2 zusammengestellt. Ebenso hat FKT den Ansatz entwickelt um die DMI nach oben bzw. unten abzuschätzen und das Resultat verschiedenen Ab-initio-Berechnungen gegenübergestellt, die in dieser Arbeit bereits in Abschnitt 4.2.2 in ausführlicherer Form diskutiert wurden.

Angemerkt sei, dass in dem Artikel mit Verweis auf Lundgren *et al.* [471] das beobachtete LEED-Muster auf ein fcc-Wachstum des Kobalts zurückgeführt wurde, das in einer Zwillingphase beide möglichen Orientierungen in Bezug auf die erste pseudomorphe Kobaltlage aufweist. Mithilfe zusätzlicher IV-LEED-Untersuchungen in Abschnitt 6.1.6 konnte nach der Veröffentlichung des Artikels festgestellt werden, dass tatsächlich ein hcp-Wachstum des Kobalts einsetzt, wie es bspw. Grütter und Düring [464] beschreiben.

Der folgende Artikel wird aus Edna C. Corredor, Susanne Kuhrau, Fabian Kloedt-Twesten et al., SEMPA investigation of the Dzyaloshinskii-Moriya interaction in the single, ideally grown Co/Pt(111) interface, Phys. Rev. B 96, 060410(R) (2017). reproduziert.

SEMPA investigation of the Dzyaloshinskii-Moriya interaction in the single, ideally grown Co/Pt(111) interface

Edna C. Corredor, Susanne Kuhrau, Fabian Kloodt-Twesten, Robert Frömter,^{*} and Hans Peter Oepen
Institut für Nanostruktur- und Festkörperphysik, Universität Hamburg, Jungiusstraße 11, 20355 Hamburg, Germany
 (Received 28 April 2017; revised manuscript received 4 August 2017; published 25 August 2017)

The microstructure of magnetic domain walls in epitaxial, single-layer cobalt films on Pt(111) with a pseudomorphic, atomically flat interface is studied by means of scanning electron microscopy with polarization analysis. Uncapped, thermally evaporated cobalt on a clean platinum single-crystal surface is imaged *in situ* in ultrahigh vacuum. For a cobalt thickness of 1.4 nm we observe Néel-like domain walls that show a fixed, counterclockwise sense of rotation. This is indicating a strong Dzyaloshinskii-Moriya interaction (DMI) that originates from the single Co/Pt interface. The width of the domain walls has been determined as $d_w = (27 \pm 2)$ nm. From the observation of a pure Néel-like rotation, we derive a lower bound for the DMI strength of 0.5×10^{-3} J/m², which gives a DMI energy per interface atom larger than 0.8 meV. An upper bound for the DMI energy of 4.3 meV per interface atom is derived from the observation of stable domains at the onset of ferromagnetism at 0.3-nm Co thickness, corresponding to an average Co coverage of 1.5 monolayers.

DOI: [10.1103/PhysRevB.96.060410](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.96.060410)

Introduction. Recently, the Dzyaloshinskii-Moriya interaction (DMI) [1,2] has gained much attention in the field of thin magnetic films with perpendicular anisotropy. In these systems the DMI is caused by spin-orbit coupling (SOC) in the presence of a broken inversion symmetry at the interface between a ferro- and a nonmagnetic layer [3]. Being an antisymmetric exchange interaction, the DMI supports a noncollinear order, leading to new magnetic states, such as magnetic skyrmions, which are promising for the next generation of data storage devices [4].

Even when the DMI is not large enough to stabilize a topologically protected state, it still can have a significant impact on the domain walls of a multidomain state as it causes an additional contribution to the domain-wall energy. Generally, in magnetic films with perpendicular anisotropy uncharged Bloch walls are favored energetically where the magnetization rotates on the wall plane. In the presence of a sufficiently strong interface DMI the magnetization rotates perpendicular to the wall plane, and Néel-like domain walls are observed [5,6]. A fingerprint of such DMI-controlled walls is the fixed rotational sense of all domain walls, which is determined by the sign of the DMI strength D [5]. The fixed sense of rotation ensures a current-induced parallel movement of all domain walls under spin-Hall-effect torque [7]. This makes that wall type interesting for applications in spintronic devices [8].

As a consequence of large DMI, skyrmions that are stable up to room temperature (RT) have been found in several Co-based multilayer systems [9–12]. Maximizing the effective DMI is performed by adding constituents with large SOC and inverse signs of DMI on top and underneath of the magnetic layer. *Ab initio* calculations predict a strong anticlockwise DMI for cobalt on Pt(111) [13–15], which is the common model system for DMI. The effect of the total DMI on domains and domain walls has extensively been studied for polycrystalline multilayers of Pt/Co/Pt, Ir/Co/Pt and Pt/Co/Ir [16–22].

Experimentally, it is not possible to separate the effects of both individual interfaces when trilayers or multilayers are studied. Also, any capping on the system might lead to a change in the total DMI, making an experimental disentangling of DMI contributions necessary. Although not expected in the Fert-Levy model [3], even an oxide-based capping of the cobalt (for instance, in MgO/Co/Pt) results in an additional DMI contribution, which recently was shown experimentally [10] and in first-principles studies [10,23]. In contrast, an uncapped Co/Pt sample is not expected to have an additional DMI contribution from the Co/vacuum interface [23].

Previous studies on the magnetization in epitaxial Co/Pt(111) report the onset of the spin-reorientation transition to an easy plane between 4- and 10-monolayer (ML) Co [24–28]. The monolayer Co/Pt(111) has been studied by spin-polarized scanning tunneling microscopy (SP-STM) [29]. All these studies have been performed however disregarding the effects of DMI. In this Rapid Communication, we show images of the domains and domain walls in epitaxial cobalt films grown on a bulk Pt(111) single crystal at room temperature. The DMI as an interface effect depends strongly on the quality of this interface. Using a single-crystalline substrate we can ensure a well-defined long-range (111) order of the Pt surface. Cobalt was evaporated thermally under ultrahigh vacuum (UHV) conditions onto the single crystal, which results in an atomically smooth interface with negligible disorder or intermixing effects, as the kinetic energies for thermal evaporation are only around 0.2 eV in contrast to magnetron sputtering with about 2 eV [30]. With an increasing number of layers the interface roughness can even be adding up. Furthermore, instead of a capping layer, which introduces a second interface with less ideal properties, a clean vacuum interface is maintained on top of the cobalt. Thus, it is possible to isolate the DMI of the single Co/Pt interface, bringing our system close to the ideal system that has been studied in first-principles calculations. Our results reveal the presence of Néel-like domain walls instead of Bloch domain walls. Furthermore, we find the same sense of rotation for all walls.

Several techniques are capable of investigating the magnetization orientation of narrow domain walls in ultrathin

^{*}rfroemte@physik.uni-hamburg.de

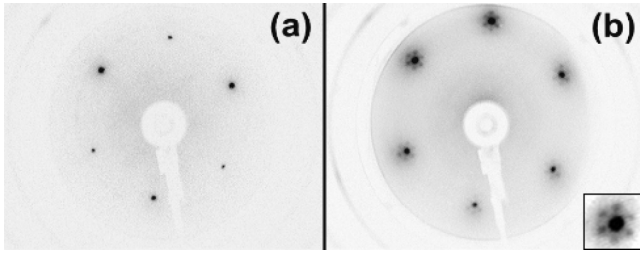


FIG. 1. LEED patterns of (a) the clean Pt(111) surface and (b) a 1.0-nm cobalt film on Pt(111); the fine structure of one of the spots is shown magnified in the inset. The primary electron-beam energy is 80 eV.

films grown on bulk substrates. Spin-polarized low-energy electron microscopy (SPLEEM) [31], x-ray photoelectron emission microscopy [10], and SP-STM [32] can directly image the local magnetization. Via quantitative magnetic force microscopy [9,17,33] and nitrogen-vacancy center microscopy [34,35] a reconstruction of the magnetization from the stray field can be performed. Here we demonstrate the potential of using scanning electron microscopy with polarization analysis (SEMPA). It is a surface-sensitive, vectorial imaging technique with a magnetic probing depth of less than five atomic layers [36] and a spatial resolution down to 3 nm [37]. The capability to measure two components of the in-plane magnetization simultaneously makes SEMPA ideally suited to study DMI effects at the surface of ultrathin magnetic films. In this way, very recently, the absence of DMI in a system was proven by Boehm *et al.* [38]. A statistical analysis of the distribution of local domain-wall angles can be carried out in the same way that has been pioneered using SPLEEM [39]. With the recent development of time-resolved SEMPA, even the recording of magnetization dynamics becomes possible [40].

Experiment. Ultrathin cobalt films were grown on the surface of a bulk (2.5-mm-thick) Pt(111) single crystal by electron-beam (e-beam) evaporation at RT and in UHV (base pressure of 10^{-10} mbar). A clean and atomically flat surface (miscut below 0.1° corresponding to a minimum terrace width of 160 nm) of the single crystal was prepared by repeated cycles of 500-eV ($1\text{-}\mu\text{A}$) argon ion sputtering at RT and subsequent annealing at 900 K for 50 min in an oxygen atmosphere of 2×10^{-8} mbar to remove carbon impurities. Finally, the platinum crystal was flashed to 1050 K to desorb the oxygen layer from the surface. After preparation, a $p(1 \times 1)$ pattern with sharp spots and low background was observed in low-energy electron diffraction (LEED) as can be seen in Fig. 1(a). Cobalt was evaporated by electron-beam heating from a high-purity rod. The deposition rate was 0.07 nm/min, which was monitored during the deposition by maintaining stable conditions of cobalt flux and emission current. For the SEMPA experiments, a wedge-shaped film was grown by using a shutter moving at constant velocity in front of the platinum crystal. This gives continuous access to cobalt thicknesses from 0 to 2.0 nm.

LEED patterns recorded at several cobalt coverages are consistent with previous observations of samples prepared under similar conditions [41]. The first Co layer is known to grow pseudomorphically, i.e., with the bulk lattice constant

of Pt, whereas the second layer starts to develop a moiré structure [42,43]. This growth mode is a consequence of the strong lattice mismatch (-9.4%) between Co and Pt as the additional Co layers start to grow with the smaller lattice constant of cobalt. A flat two-dimensional growth of fcc Co nevertheless is reported up to 0.7-nm coverage (3.5 MLs) [42,43]. Between 0.7- and 1-nm Co coverage a sixfold fine structure around the main LEED spots is observed [see Fig. 1(b)], which is indicating the presence of the moiré structure mentioned above. This LEED pattern remains stable up to a thickness of around 1.4 nm (7 MLs). Upon further deposition the pattern becomes blurry due to the growth of triangular-shaped cobalt islands with predominantly fcc-twinning stacking [42]. Regardless of the three-dimensional growth at higher Co coverage, the first monolayer stays two dimensional, preserving the ideally flat interface between Co and Pt.

A primary beam current of 3 nA at 6 keV was used to acquire the domain images via SEMPA. A dwell time of 30 ms yields roughly 15 000 counts per pixel and channel. The image contrast is given by the normalized intensity asymmetry of the (2,0) beams from secondary electrons scattered at a W(001) surface that we use as a spin detector; it is proportional to the local magnetization component [44–46]. Our setup allows for simultaneously measuring two orthogonal in-plane components of the magnetization [47]. The preparation is performed in a vacuum chamber that is attached directly to the SEMPA microscope, thus immediately after Co deposition the sample is transferred under UHV conditions into the microscope chamber (pressure in the low 10^{-11} mbar), and the domain structure is imaged. All experiments are performed at room temperature and in the as-grown state, i.e., without applying external magnetic fields.

Results and discussion. All domain images presented in the following have been taken at a cobalt thickness of 1.4 nm where the easy axis of magnetization points out of the film plane. This thickness has been chosen as at just slightly higher thicknesses (1.5 nm) the spin reorientation transition sets in where the situation gets too complex to be analyzed with the simple models available. At lower thicknesses the domain walls were too small to be analyzed with good accuracy. However, due to the even stronger contribution from the interface we expect the Néel-like walls to persist down to the onset of ferromagnetism. We find the first magnetic contrast at a cobalt thickness of 0.3 nm where domains of roughly $2\text{ }\mu\text{m}$ appear. Figures 2(a) and 2(b) show the measured horizontal and vertical spin-polarization components on the surface plane, respectively. To get access to the perpendicular component of the magnetization, the sample has been tilted slightly with respect to the detector plane so that a contribution of the out-of-plane polarization is added to the vertical channel [48]. Whereas the admixing of the perpendicular component is proportional to the sine of the tilt angle, the in-plane sensitivity shows a cosine behavior, and therefore its reduction can be neglected at small tilt angles.

The images were taken with a sample tilt of 3° around the horizontal axis. From the known tilt direction it is clear that the magnetization of the domains with slightly brighter contrast points out of the substrate (up). Figure 2(c) gives a full three-dimensional map of the magnetization extracted from the

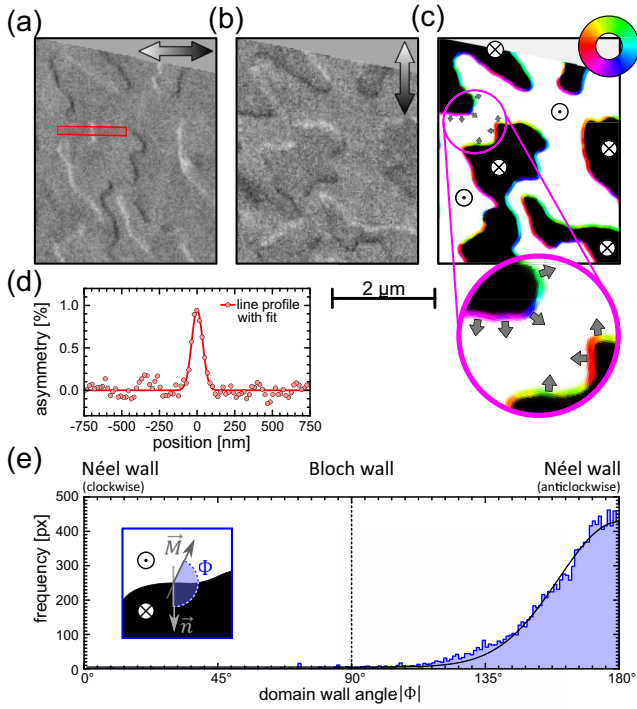


FIG. 2. Magnetic domain structure for a 1.4-nm cobalt layer. (a) Horizontal and (b) vertical in-plane component images of the spin polarization. Due to a sample tilt of 3° a slight out-of-plane contribution is superimposed in (b). From the raw data a complete three-dimensional map of the magnetization vector is assembled in (c). The white and black contrast indicates domains pointing up and down, respectively. The magnetization components on the film plane are color coded with respect to the color wheel in the upper right corner. As highlighted in the magnified circle, only Néel-oriented domain walls with anticlockwise rotational sense are present over the whole image. Frame (d) shows a representative line profile of the Néel-like domain wall at the position marked in red in panel (a). Note that the width of the domain wall is widened by the profile of the primary electron beam. In (e) a histogram of the measured wall angles ϕ (absolute value) with respect to the local wall normal (see the inset) is plotted. The maximum of this distribution is clearly at 180° , indicating Néel-like walls with an anticlockwise rotational sense.

shown raw data. The up (white)/down (black) domain contrast is obtained from the weak contribution of the perpendicular domains observed in (b). The in-plane orientation of the domain-wall magnetization is color coded in (c) according to the individual component images in (a) and (b). All domain walls point outward of the down domains [black in Fig. 2(c)] and inward of the up domains (white) confirming the Néel character of the walls.

In addition to these qualitative findings, a more quantitative analysis has been performed by studying line profiles across the domain walls. Figure 2(d) shows a representative line profile extracted from the horizontal [Fig. 2(a)] asymmetry image along the marked trace. The line profile has been taken normal to the domain-wall orientation. Note that the finite width of the primary electron beam [49] leads to a considerable widening of the apparent domain-wall profile, so it does not

reflect the actual width as will be discussed later on. Following the evaluation from Chen *et al.* [39] the domain-wall angle can be extracted with high accuracy from a wall angle histogram. Figure 2(e) shows such a histogram of the domain-wall angles (absolute values) relative to the local normal vector of the wall as indicated in the inset on the left-hand side. The data have been accumulated from all domain walls in this SEMPA image and fitted with a Gaussian distribution. The fit gives a maximum at 180.0° that is determined with a narrow uncertainty of $\pm 0.9^\circ$ and corresponds to anticlockwise Néel walls. The relatively wide distribution of detected wall angles of $\sigma = (41 \pm 2)^\circ$ in the image is dominated by the Poisson statistics of the individual asymmetry measurement in relation to the low domain-wall contrast. The observed anticlockwise sequence of domains and walls confirms the positive sign of D in the epitaxially grown Co/Pt(111). This pure Néel character will be used later on to determine a lower boundary of the DMI strength d of the Co/Pt interface.

As mentioned above, the measured wall profile shown in Fig. 2(d) does not reproduce the exact magnetization profile as the lateral resolution of the magnetic images has to be taken into account. The extracted profiles can be described mathematically as a convolution of the real wall profile and the Gaussian profile of the primary beam. For the fit, a Gaussian profile for the wall contrast and an Erf function for the remaining out-of-plane domain contrast (due to the sample tilt) are assumed.

The extracted domain-wall profile reveals a peak asymmetry that is about 0.9%, which is only about 1/4 of the in-plane domain contrast (3.2%) that is obtained for Co films thicker than 2 nm within the same set of experiments. Obviously, the measured wall profiles are smeared out by the finite width of the primary electron beam. As pointed out by Rohart and Thiaville the DMI term does not directly affect the wall width but primarily the in-plane rotational angle [50]. The tiny correction of the domain-wall width predicted by simulation is only a secondary effect of the magnetic charges in the Néel-like wall compared to the uncharged Bloch wall [6,14]. The core regions of the Bloch and Néel-like domain-wall profiles are identical and thus the domain-wall widths are the same. Small differences appear only in the tails of the Néel-like wall, which are, however, not resolved in our measurements. To determine the domain-wall width, we therefore model the profile of the Néel-like wall with a profile of the common Bloch form $Asy = \frac{Asy_{\max}}{\cosh(\frac{x}{\Delta})}$ [51] where $Asy_{\max} = 3.2\%$ is the maximum asymmetry of the spin polarization. The domain-wall width parameter Δ is defined by $\Delta = \sqrt{\frac{A}{K_{\text{eff}}}}$, where A is the exchange stiffness and K_{eff} is the effective anisotropy constant. It can be obtained by fitting the measured domain-wall profile [Fig. 2(d)] with a Gaussian profile,

$$Asy(x) = \frac{V}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x-x_0}{\sigma}\right)^2\right]. \quad (1)$$

The integral over the measured profile $V = (0.86 \pm 0.04)$ nm is set equal to the integral over the ideal domain-wall profile $Asy_{\max}\pi\Delta$, which gives a domain-wall width parameter of $\Delta = (8.6 \pm 0.4)$ nm. This is equivalent to a domain-wall width of $d_w = \pi\Delta = (27 \pm 2)$ nm according to the definition by Lilley [52]. The width parameter results in an effective

anisotropy constant of $K_{\text{eff}} = (0.38 \pm 0.04) \text{ MJ/m}^3$ for an exchange stiffness of $A = 28 \text{ pJ/m}$ that has slightly been scaled down from the bulk value to account for the reduced average coordination number of the cobalt atoms [53]. The Co bulk exchange stiffness $A = 30 \text{ pJ/m}$ is taken from literature [54,55]. Moreno *et al.* [56] pointed out a present conflicting situation regarding the use of exchange constants as many publications take only half of the above value (10–16 pJ/m) [11,17,57,58]. Indeed for sputtered systems significantly lower values of A have been reported, depending on the intermixing with other materials [59]. The determination of the DMI strength via static domain size models [11,17] is depending strongly on the used value of A , which causes a systematic deviation in D . The here-obtained value for K_{eff} is reasonable and fits well to reported anisotropies prepared under similar conditions [27].

From the extracted domain-wall information lower (domain-wall angle) and upper (domain-wall width and angle) bounds for the DMI strength D can be determined. As calculated by Tarasenko *et al.* [60], the stray field of a domain wall increases the domain-wall energy σ by

$$\sigma_{\text{stray}} = t_{\text{Co}} \frac{\ln 2}{\pi} \mu_0 M_s^2 \cos^2 \Phi. \quad (2)$$

Here t_{Co} , M_s , and Φ describe the Co thickness (1.4 nm), the saturation magnetization (1440 kA/m [61]), and the in-plane angle of the domain-wall rotation ($0, \pi$ for a pure Néel-like wall with negative, positive D , and $\pm \frac{\pi}{2}$ for a pure Bloch wall), respectively. On the contrary, the DMI energy,

$$\sigma_D = \pi D \cos \Phi \quad (3)$$

results in a reduction of the wall energy, making a Néel-like wall with a fixed sense of rotation energetically favorable. Therefore, for $0 < |D| < \frac{2\sigma_{\text{stray}}(\Phi=0, \pi)}{\pi}$ a smooth transition from Bloch- into Néel-like domain walls takes place on an increase in D [6]. For

$$|D| > \frac{2\sigma_{\text{stray}}(\Phi=0, \pi)}{\pi}, \quad (4)$$

walls of pure Néel character appear [6], which are found here. Therefore, from the energy balance between DMI and stray field energy $D > 0.5 \times 10^{-3} \text{ J/m}^2$ is obtained. As this balance is independent of the exchange stiffness A , the discussed uncertainties in A do not affect the lower bound.

On the other hand, the domain-wall energy density,

$$\sigma = 4\sqrt{AK_{\text{eff}}} + \sigma_{\text{stray}} + \sigma_D \quad (5)$$

has to stay positive as otherwise the system will create spin spirals or a skyrmion lattice as a ground state instead of stable domains [32,50]. The latter condition results in $D < 4.6 \times 10^{-3} \text{ J/m}^2$ for 1.4 nm, again using $A = 28 \text{ pJ/m}$ as mentioned earlier. Smaller values of A would lead to a reduction of the upper bound of D . As the DMI originates purely from the interface, both limiting values can be rescaled in terms of DMI energy per interface cobalt atom [13]. In this way, bounds for the DMI strength of $0.8 \text{ meV/Co} < d < 7.3 \text{ meV/Co}$ are derived. As we observe magnetic domains for smaller Co coverage down to 0.3 nm (corresponding to an average Co coverage of 1.5 monolayers) the upper bound can be reduced to 4.3 meV/Co using appropriately scaled values for A and K_{eff} [62]. This range fits to published first-principles calculations for d in Co/Pt systems. Freimuth *et al.* [63] obtain $d = 2.7 \text{ meV/Co}$ which has been reproduced by Yang *et al.* [64] with $d = 3.1 \text{ meV/Co}$. Calculations performed by Dupé *et al.* found a DMI strength of $d = 1.8 \text{ meV/Co}$ for the same system [15]. Vida *et al.* [14] obtained a value of $d = 1.98 \text{ meV/Co}$ per bond in the fcc stacking and thus, $d = 6 \text{ meV/Co}$. The calculated values lie inside the range for stable Néel-oriented walls determined in our experiment. However, using the DMI strength from Vida *et al.* we should observe spin spirals or a skyrmion lattice at 1.5 ML, which is not the case in this experiment.

In conclusion, we have demonstrated the application of SEMPA to the quantitative investigation of interfacial DMI by analyzing the magnetic microstructure at the surface. In the epitaxial, room-temperature-grown UHV/Co/Pt(111) system exclusively Néel-oriented walls appear. The growth and preparation conditions ensure an ideal interface between Co and Pt, making this Rapid Communication comparable to theoretical calculations. The domain walls in the uncapped film of 1.4-nm thickness show a fixed anticlockwise sense of rotation. This result proves that even for thicknesses as high as 1.4 nm the interfacial DMI plays a dominant role despite the $1/t_{\text{Co}}$ decrease in the DMI strength with increasing cobalt thickness. Using the experimentally determined wall angle and width parameter, a span for the DMI strength of $0.8 \text{ meV/Co} < d < 4.3 \text{ meV/Co}$ has been derived, which is largely in agreement with previous *ab initio* calculations for this system.

Acknowledgments. We acknowledge financial support by the DFG within SFB668. We thank Dr. G. Neuber for the additional thickness calibration via ellipsometry.

-
- [1] I. E. Dzialoshinskii, Sov. Phys. JETP **5**, 1259 (1957).
 - [2] T. Moriya, Phys. Rev. **120**, 91 (1960).
 - [3] A. Fert and P. M. Levy, Phys. Rev. Lett. **44**, 1538 (1980).
 - [4] A. Fert, V. Cros, and J. Sampaio, Nat. Nanotechnol. **8**, 152 (2013).

- [5] M. Heide, G. Bihlmayer, and S. Blügel, Phys. Rev. B **78**, 140403(R) (2008).
- [6] A. Thiaville, S. Rohart, É. Jué, V. Cros, and A. Fert, Europhys. Lett. **100**, 57002 (2012).
- [7] S. Emori, U. Bauer, S.-M. Ahn, E. Martinez, and G. S. D. Beach, Nature Mater. **12**, 611 (2013).

- [8] S. S. P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas, *Science* **320**, 190 (2008).
- [9] A. Soumyanarayanan, M. Raju, A. L. G. Oyarce, A. K. C. Tan, M.-Y. Im, A. P. Petrović, P. Ho, K. H. Khoo, M. Tran, C. K. Gan, F. Ernult, and C. Panagopoulos, *Nature Mater.* (2017), doi: 10.1038/nmat4934.
- [10] O. Boulle, J. Vogel, H. Yang, S. Pizzini, D. de Souza Chaves, A. Locatelli, T. O. Menteş, A. Sala, L. D. Buda-Prejbeanu, O. Klein, M. Belmeguenai, Y. Roussigné, A. Stashkevich, S. M. Chérif, L. Aballe, M. Foerster, M. Chshiev, S. Auffret, I. M. Miron, and G. Gaudin, *Nat. Nanotechnol.* **11**, 449 (2016).
- [11] S. Woo, K. Litzius, B. Krüger, M.-Y. Im, L. Caretta, K. Richter, M. Mann, A. Krone, R. M. Reeve, M. Weigand, P. Agrawal, I. Lemesch, M.-A. Mawass, P. Fischer, M. Kläui, and G. S. D. Beach, *Nature Mater.* **15**, 501 (2016).
- [12] W. Jiang, X. Zhang, G. Yu, W. Zhang, X. Wang, M. B. Jungfleisch, J. E. Pearson, X. Cheng, O. Heinonen, K. L. Wang, Y. Zhou, A. Hoffmann, and S. G. E. te Velthuis, *Nat. Phys.* **13**, 162 (2017).
- [13] H. Yang, A. Thiaville, S. Rohart, A. Fert, and M. Chshiev, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 267210 (2015).
- [14] G. J. Vida, E. Simon, L. Rózsa, K. Palotás, and L. Szunyogh, *Phys. Rev. B* **94**, 214422 (2016).
- [15] B. Dupé, M. Hoffmann, C. Paillard, and S. Heinze, *Nat. Commun.* **5**, 4030 (2014).
- [16] A. Hrabec, N. A. Porter, A. Wells, M. J. Benitez, G. Burnell, S. McVitie, D. McGrouther, T. A. Moore, and C. H. Marrows, *Phys. Rev. B* **90**, 020402 (2014).
- [17] M. Bacani, M. A. Marioni, J. Schwenk, and H. J. Hug, *arXiv:1609.01615*.
- [18] A. W. J. Wells, P. M. Shepley, C. H. Marrows, and T. A. Moore, *Phys. Rev. B* **95**, 054428 (2017).
- [19] R. Lavrijsen, D. M. F. Hartmann, A. van den Brink, Y. Yin, B. Barcones, R. A. Duine, M. A. Verheijen, H. J. M. Swagten, and B. Koopmans, *Phys. Rev. B* **91**, 104414 (2015).
- [20] C. Moreau-Luchaire, C. Moutafis, N. Reyren, J. Sampaio, C. A. F. Vaz, N. V. Horne, K. Bouzehouane, K. Garcia, C. Deranlot, P. Warnicke, P. Wohlhüter, J.-M. George, M. Weigand, J. Raabe, V. Cros, and A. Fert, *Nat. Nanotechnol.* **11**, 444 (2016).
- [21] D.-S. Han, N.-H. Kim, J.-S. Kim, Y. Yin, J.-W. Koo, J. Cho, S. Lee, M. Kläui, H. J. M. Swagten, B. Koopmans, and C.-Y. You, *Nano Lett.* **16**, 4438 (2016).
- [22] J. Lucassen, F. Klodt-Twesten, R. Frömter, H. P. Oepen, R. A. Duine, H. J. M. Swagten, B. Koopmans, and R. Lavrijsen, *arXiv:1708.00387*.
- [23] H. Yang, O. Boulle, V. Cros, A. Fert, and M. Chshiev, *arXiv:1603.01847*.
- [24] C. Quirós, S. M. Valvidares, O. Robach, and S. Ferrer, *J. Phys.: Condens. Matter* **17**, 5551 (2005).
- [25] S. M. Valvidares, J. Dorantes-Dávila, H. Isern, S. Ferrer, and G. M. Pastor, *Phys. Rev. B* **81**, 024415 (2010).
- [26] C. Shern, J. Tsay, H. Her, Y. Wu, and R. Chen, *Surf. Sci.* **429**, L497 (1999).
- [27] J.-W. Lee, J.-R. Jeong, S.-C. Shin, J. Kim, and S.-K. Kim, *Phys. Rev. B* **66**, 172409 (2002).
- [28] R. Allenspach, *IBM J. Res. Dev.* **44**, 553 (2000).
- [29] F. Meier, K. von Bergmann, P. Ferriani, J. Wiebe, M. Bode, K. Hashimoto, S. Heinze, and R. Wiesendanger, *Phys. Rev. B* **74**, 195411 (2006).
- [30] H. Stillrich, C. Menk, R. Frömter, and H. P. Oepen, *J. Magn. Magn. Mater.* **322**, 1353 (2010).
- [31] G. Chen, Arantzazu, A. T. N'Diaye, and A. K. Schmid, *Appl. Phys. Lett.* **106**, 242404 (2015).
- [32] S. Meckler, N. Mikuszeit, A. Preßler, E. Y. Vedmedenko, O. Pietzsch, and R. Wiesendanger, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 157201 (2009).
- [33] P. J. A. van Schendel, H. J. Hug, B. Stiefel, S. Martin, and H. J. Güntherodt, *J. Appl. Phys.* **88**, 435 (2000).
- [34] J.-P. Tetienne, T. Hingant, L. Martínez, S. Rohart, A. Thiaville, L. H. Diez, K. Garcia, J.-P. Adam, J.-V. Kim, J.-F. Roch, I. Miron, G. Gaudin, L. Vila, B. Ocker, D. Ravelosona, and V. Jacques, *Nat. Commun.* **6**, 6733 (2015).
- [35] Y. Dovzhenko, F. Casola, S. Schlotter, T. X. Zhou, F. Büttner, R. L. Walsworth, G. S. D. Beach, and A. Yacoby, *arXiv:1611.00673*.
- [36] D. L. Abraham and H. Hopster, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1352 (1987).
- [37] K. Koike, *Microscopy* **62**, 177 (2013).
- [38] B. Boehm, A. Bisig, A. Bischof, G. Stefanou, B. J. Hickey, and R. Allenspach, *Phys. Rev. B* **95**, 180406(R) (2017).
- [39] G. Chen, T. Ma, A. T. N'Diaye, H. Kwon, C. Won, Y. Wu, and A. K. Schmid, *Nat. Commun.* **4**, 2671 (2013).
- [40] R. Frömter, F. Klodt, S. Rößler, A. Frauen, P. Staack, D. R. Cavicchia, L. Bocklage, V. Rößlich, E. Quandt, and H. P. Oepen, *Appl. Phys. Lett.* **108**, 142401 (2016).
- [41] J. Tsay and C. Shern, *Surf. Sci.* **396**, 313 (1998).
- [42] E. Lundgren, B. Stanka, M. Schmid, and P. Varga, *Phys. Rev. B* **62**, 2843 (2000).
- [43] P. Grütter and U. T. Dürig, *Phys. Rev. B* **49**, 2021 (1994).
- [44] H. P. Oepen and J. Kirschner, *J. Phys., Colloq.* **49**, 1853 (1988).
- [45] H. Hopster and H. P. Oepen, *Magnetic Microscopy of Nanostructures* (Springer, Berlin/Heidelberg, 2005).
- [46] H. P. Oepen and R. Frömter, *Scanning Electron Microscopy with Polarisation Analysis. Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials* (Wiley, Chichester, UK, 2007).
- [47] R. Frömter, S. Hankemeier, H. P. Oepen, and J. Kirschner, *Rev. Sci. Instrum.* **82**, 033704 (2011).
- [48] R. Frömter, H. Stillrich, C. Menk, and H. P. Oepen, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 207202 (2008).
- [49] Due to missing morphology structures on the Pt crystal we were not able to focus accordingly and did not reach the 15-nm resolution of our setup. The beam size for this image is $2\sigma \approx 70$ nm.
- [50] S. Rohart and A. Thiaville, *Phys. Rev. B* **88**, 184422 (2013).
- [51] A. Hubert and R. Schäfer, *Magnetic Domains* (Springer, Berlin/Heidelberg, 1998).
- [52] B. Lilley, *Philos. Mag.* **41**, 792 (1950).
- [53] The exchange stiffness A can be estimated roughly to scale linearly with the average coordination number of the Co atoms. Although bulk Co has a coordination number of 12, a single monolayer has six neighbor Co atoms. Therefore, the bulk value is rescaled for 7 ML with a coordination of 78/7 atoms. The proximity magnetism of Pt at the interface would only increase this value.
- [54] H. A. Alperin, O. Steinsvoll, G. Shirane, and R. Nathans, *J. Appl. Phys.* **37**, 1052 (1966).
- [55] S. P. Vernon, S. M. Lindsay, and M. B. Stearns, *Phys. Rev. B* **29**, 4439 (1984).

- [56] R. Moreno, R. F. L. Evans, S. Khmelevskyi, M. C. Muñoz, R. W. Chantrell, and O. Chubykalo-Fesenko, *Phys. Rev. B* **94**, 104433 (2016).
- [57] H. F. Ding, W. Wulfhchel, and J. Kirschner, *Europhys. Lett.* **57**, 100 (2002).
- [58] S. Pathak and M. Sharma, *Adv. Mater. Lett.* **3**, 526 (2012).
- [59] C. Eyrich, A. Zamani, W. Huttema, M. Arora, D. Harrison, F. Rashidi, D. Broun, B. Heinrich, O. Mryasov, M. Ahlberg, O. Karis, P. E. Jönsson, M. From, X. Zhu, and E. Girt, *Phys. Rev. B* **90**, 235408 (2014).
- [60] S. Tarasenko, A. Stankiewicz, V. Tarasenko, and J. Ferré, *J. Magn. Magn. Mater.* **189**, 19 (1998).
- [61] M. B. Stearns, *Landolt-Börnstein New Series III/19a*, edited by H. P. J. Wijn (Springer, Berlin/Heidelberg, 1986).
- [62] At a Co coverage of 1.5 ML the exchange constant A is reduced proportional to the coordination number of the Co atoms to $A = 20$ pJ/m. Using $K_{\text{eff}} = \frac{K_s}{t_{\text{Co}}} + K_V - \frac{1}{2}\mu_0 M_s^2$ for the thickness dependence of the magnetic anisotropy one obtains an upper bound for the anisotropy for low Co coverage (in an e-beam grown [65] as well in sputtered films [30], [66]) leading to $K_{\text{eff}} < 4.8$ MJ/m³ at 1.5 ML. Here, K_s denotes the surface anisotropy, and $K_V = 5 \times 10^5$ J/m³ is the volume anisotropy of hcp Co [61], which is in agreement with Ref. [65]. Thus, we obtain $d < 4.3$ meV/Co.
- [63] F. Freimuth, S. Blügel, and Y. Mokrousov, *J. Phys.: Condens. Matter* **26**, 104202 (2014).
- [64] H. Yang, A. Thiaville, S. Rohart, A. Fert, and M. Chshiev, *Phys. Rev. Lett.* **118**, 219901(E) (2017).
- [65] N. W. E. McGee, M. T. Johnson, J. J. de Vries, and J. aan de Stegge, *J. Appl. Phys.* **73**, 3418 (1993).
- [66] G. Winkler, A. Kobs, A. Chuvilin, D. Lott, A. Schreyer, and H. P. Oepen, *J. Appl. Phys.* **117**, 105306 (2015).

6.2.2 DMI von Co/Ir(111)

In diesem Abschnitt wird die DMI der hergestellten Co/Ir(111)-Proben mithilfe von Domänenwänden bestimmt. Die Resultate konnten bereits in der Zeitschrift „Physical Review B“ als ein „Rapid Communications“-Artikel veröffentlicht werden. Im Folgenden wird dieser Artikel mit dem Titel „Measuring the Dzyaloshinskii-Moriya interaction of the epitaxial Co/Ir(111) interface“ reproduziert.

Der wiedergegebene Artikel enthält maßgeblich Resultate von FKT (Autor der Dissertation), wurde aber gemeinsam mit anderen Wissenschaftlern angefertigt. Zunächst werden daher die Beiträge der einzelnen Autoren offengelegt. Die konzeptionelle Idee für das Experiment stammt von FKT, der das Vorhaben mit Hans Peter Oepen und Robert Frömter diskutiert hat. FKT hat das Experiment durchgeführt, die Proben hergestellt sowie charakterisiert (siehe Abschnitt 6.1) und die Auswertung vorgenommen. Dabei standen ihm Susanne Kuhrau, Robert Frömter und Hans Peter Oepen für Diskussionen und einer kritischen Reflektion der Resultate zur Verfügung.

Der folgende Artikel wird aus Fabian Kloodt-Twesten et al., Measuring the Dzyaloshinskii-Moriya interaction of the epitaxial Co/Ir(111) interface, Phys. Rev. B 100, 100402(R) (2019). reproduziert.

Measuring the Dzyaloshinskii-Moriya interaction of the epitaxial Co/Ir(111) interface

Fabian Kloodt-Twesten^{✉,*}, Susanne Kuhrau, Hans Peter Oepen, and Robert Frömter[†]*Universität Hamburg, Center for Hybrid Nanostructures, Luruper Chaussee 149, 22761 Hamburg, Germany*

(Received 4 January 2019; revised manuscript received 1 August 2019; published 5 September 2019)

The in-plane orientation of the magnetization in the center of domain walls is measured in Co/Ir(111) as a function of Co thickness via scanning electron microscopy with polarization analysis. Uncapped, thermally evaporated cobalt on an Ir(111) single-crystal surface is imaged *in situ* in ultrahigh vacuum. The initial pseudomorphic growth with an atomically flat interface of cobalt on iridium ensures comparability to theoretical calculations and provides a study of an interface that is as ideal as possible. Below a cobalt thickness of 8.8 monolayers, the magnetic domain walls are purely Néel oriented and show a clockwise sense of rotation. For larger thicknesses the plane of rotation changes and the domain walls show a significant Bloch-like contribution, allowing one to calculate the strength of the Dzyaloshinskii-Moriya interaction (DMI) from energy minimization. From the angle between the plane of rotation and the domain-wall normal an interfacial DMI parameter $D_s = -(1.07 \pm 0.05)$ pJ/m is determined, which corresponds to a DMI energy per bond between two Co atoms at the interface of $d_{\text{tot}} = -(1.04 \pm 0.05)$ meV.

DOI: [10.1103/PhysRevB.100.100402](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.100.100402)

I. INTRODUCTION

The Dzyaloshinskii-Moriya interaction (DMI) [1,2] is an antisymmetric exchange interaction that occurs due to the lack of inversion symmetry in a crystal structure (bulk type) or at the interface between two different materials (interface type). Caused by the spin-orbit interaction, the interfacial DMI reduces the energy of 180° domain walls between out-of-plane magnetized domains by initiating a laterally rotating spin configuration with a fixed sense of rotation. As a consequence, the domain-wall energy can even become negative in suitable materials, which results in a spin-spiral or skyrmion phase [3–7]. Recently, layered systems with a stacking of iridium, cobalt, and platinum have drawn a lot of attention [8–18] as they offer the possibility to stabilize magnetic skyrmions at room temperature (RT) [13]. *Ab initio* calculations of the ideally ordered Co/Ir(111) interface predict [8,9,19,20] that iridium induces a DMI of opposite sense of rotation of magnetization compared to platinum, resulting in a higher absolute DMI strength when cobalt is sandwiched between both materials. Unfortunately, the calculations yield conflicting results for the expected strength of the DMI. Such calculations are very sensitive to details of the band structure [20,21], the hybridization of the materials at the interface [20–22], the lattice-relaxation procedure, as well as the stacking of the lattice [23] and the assumed energy functional (i.e., considering first order in spin-orbit coupling [8,20,24,25], or accounting only for nearest-neighbor DMI [19,23]). Furthermore, extracting the DMI from a spin-spiral state makes it necessary to consider a reasonably small wave vector [21,25,26] ($q \rightarrow 0$ in the micromagnetic limit) and hence calculations might result in

material-dependent errors when considering the energy of 90° spin spirals as in Refs. [9,19]. Despite these various sources of error, little is known about the actual reliability of the individual calculations.

Unfortunately, the authors of the three independent theoretical studies existing for Co/Ir(111) use different units and definitions, and do not compare their results. So, in the first place, a common description is required. Even though the DMI is an interface property, in micromagnetic calculations of thin, rigidly coupled films it is often treated as a scaled bulk property D_s/t where t is the thickness of the ferromagnetic material and D_s is the interfacial DMI constant [10,27–29]. In the following, D_s will be used for comparison between the different results. Definitions and conversions can be found in the Supplemental Material S1 [30] and were approved by the corresponding authors. Yang *et al.* investigated a bilayer system of 3 monolayers (ML) cobalt on 3 ML Ir(111) [9,19] and obtained $D_s = -0.42$ pJ/m. Perini *et al.* calculated the DMI of 1 ML cobalt on 9 ML of Ir(111) and reported $D_s = -1.10$ pJ/m [8]. Belabbes *et al.* give the highest DMI of $D_s = -7.66$ pJ/m calculating 1 ML of cobalt on 6 ML of Ir(111) [20]. Even though all three published calculations agree in sign, they differ by more than an order of magnitude in size. This large discrepancy cannot be explained by the different amount of simulated cobalt layers, as Yang *et al.* [9,19] showed that the DMI depends particularly on the first monolayer and the contributions of the next layers are of minor relevance, resulting in the $1/t$ dependence mentioned above.

Precise measurements of the DMI in a system comparable to theory are necessary to give insight into its microscopic origin and lead towards more reliable calculations. As the DMI is very sensitive to the interface quality, epitaxial films that wet the single-crystal surface and grow in a layer-by-layer fashion are best suited for this kind of investigation and ensure the previously mentioned comparability to theoretical calculations. In the case of Co/Ir(111) the first monolayer

*Author to whom correspondence should be addressed: fabian.kloodt@physik.uni-hamburg.de

[†]Author to whom correspondence should be addressed: rfroemte@physik.uni-hamburg.de

of thermally evaporated cobalt has been observed to grow pseudomorphically on the Ir(111) surface without intermixing [8,31,32], and an fcc stacking is supposed [8]. Therefore, this close-to-ideal system can be well compared to the system calculated in theory, in contrast to the more often studied sputtered film systems.

The spin-polarized scanning tunneling microscopy (SP-STM) study of Perini *et al.* [8] is performed on such a well-ordered interface, as a pseudomorphic cobalt monolayer on an Ir(111) single crystal is investigated. This experiment confirms the negative sign of D_s but gives no value for its strength [8]. Chen *et al.* publish a positive value of $D_s = (0.37 \pm 0.09)$ pJ/m [33] for this interface; their quantitative analysis, however, appears to be based on inaccurate assumptions [34]. Further experimental reports of the DMI strength are only available for sputtered Co/Ir(111) interfaces but, due to the aforementioned problems, they show an even larger spread of values. They propose both negative [12,13] as well as positive [29,35,36] signs of the DMI, which is attributed to different interface properties [35,36] and is consequently no intrinsic property of the Co/Ir(111) interface. In conclusion, the sign of the DMI of the ideal system may be considered as known. However, the actual strength of the DMI is still an open question.

In the present study, the Dzyaloshinskii-Moriya interaction of the epitaxially grown Co/Ir(111) is measured by imaging the in-plane orientation of the magnetization within 180° domain walls (DWs) via scanning electron microscopy with polarization analysis (SEMPA). As DWs in a single uncovered Cobalt layer are investigated, the measured DMI can be unambiguously assigned to the Co/Ir(111) interface. A DMI contribution from the vacuum/Co interface is not to be expected [37]. In the absence of DMI, the magnetization of a DW rotates in the wall plane, reducing stray-field energy by avoiding magnetic volume charges, which is known as a Bloch wall. An additional interfacial DMI, favoring Néel-oriented DWs, tilts the rotational plane of the moments in the domain wall about the surface normal towards the normal of the DW. Therefore, the angle Φ of the rotational plane with respect to the DW normal allows for analyzing the energy balance between the DMI and the stray-field energy, as long as both contributions are comparable in size [23,33,38–41]. In an illustrative picture, Φ is the angle between the in-plane magnetization at the center of a DW with respect to the normal of the DW, which is why we denote it as angle of DW magnetization. Φ is 0° , 180° for a Néel orientation with clockwise, counterclockwise sense of rotation and -90° , $+90^\circ$ for a Bloch orientation with clockwise, counterclockwise chirality, respectively.

II. EXPERIMENT

SEMPA is well established as a magnetic imaging technique for the investigation of static magnetic structures ranging from hundreds of microns down to 3 nm in size [42]. It is a surface sensitive technique that measures two components of the magnetization simultaneously [43–45] with a depth of information of about 0.5 nm [42,46]. Recently, also the nanosecond magnetization dynamics became accessible [47–49]. The SEMPA system used here is sensitive to the in-plane spin polarization and allows for vectorial imaging

of the in-plane magnetization orientation with 4° precision for each pixel of an image [50], which is prerequisite for the investigation of the angle of DW magnetization [17,38,51].

The epitaxial Co/Ir(111) sample was prepared in a preparation chamber (base pressure of 5×10^{-11} mbar) directly attached to the SEMPA instrument. A clean, atomically flat Ir(111) surface was obtained by argon ion sputtering and periodic annealing of the bulk single-crystal substrate. The cleanliness of the surface was confirmed by Auger electron spectroscopy. Low-energy electron diffraction revealed a sharp $p(1 \times 1)$ pattern. Subsequently, a wedge-shaped cobalt film was evaporated at RT. As the uncertainty in cobalt thickness is the leading term in the accuracy of DMI determination, a thorough calibration of the evaporation rate was performed. In this way, an effective “magnetic” thickness is obtained, which makes the analysis less dependent on growth-related variations of film density. The sample preparation is described in detail in Supplemental Material S2 [30].

III. RESULTS AND DISCUSSION

Magnetic domain patterns of several cobalt films were recorded within a thickness range of 3.5–17 ML. At lower thicknesses the as-grown cobalt films show an out-of-plane magnetized multidomain state. At (9.7 ± 0.3) ML the spin-reorientation transition (SRT) towards easy plane sets in, which proceeds via magnetization canting [52]. Here, higher-order terms of the anisotropy needed to be considered in the analysis [53,54], which is beyond the scope of this article. Therefore, only data significantly below the onset of the SRT will be analyzed. Starting from 7.1-ML cobalt thickness, DWs could be resolved with sufficient accuracy to extract angles of DW magnetization from the SEMPA micrographs. For cobalt thicknesses below 7.1 ML the DWs were too narrow to be adequately imaged. In the lower thickness range, magnetic domains with out-of-plane orientation could still be imaged by slightly tilting the sample, demonstrating that the cobalt layer is ferromagnetic at least down to 3.5 ML.

The magnetic domain structure of 8.6 ML cobalt is displayed in Fig. 1. Panels (a) and (b) show the vertical and horizontal in-plane component of the magnetization, respectively. A slight sample tilt of 10° about the horizontal axis ensures that a small projection of the out-of-plane component is visible in the vertical component image (a), which allows us to derive the sense of rotation in the DWs. Figure 2(c) gives a full three-dimensional map of the magnetization. The up (black)/down (white) domain contrast is obtained from the contribution of the perpendicular domains observed in Fig. 1(a). The in-plane orientation of the domain-wall magnetization is color coded according to the color wheel in the lower left corner. It is calculated from the individual component images 1(a) and 1(b). The data show Néel-oriented DWs with a fixed, clockwise sense of rotation (see sketch for definition). This finding is in agreement with recent SP-STM investigations of the cobalt monolayer on Ir(111) [8] and is evidence of a negative DMI. Further inspection via line profiles in Fig. 1 yields that at this thickness the DWs are purely Néel oriented ($\Phi = 0^\circ$) and thus only a lower threshold for the DMI strength can be derived.

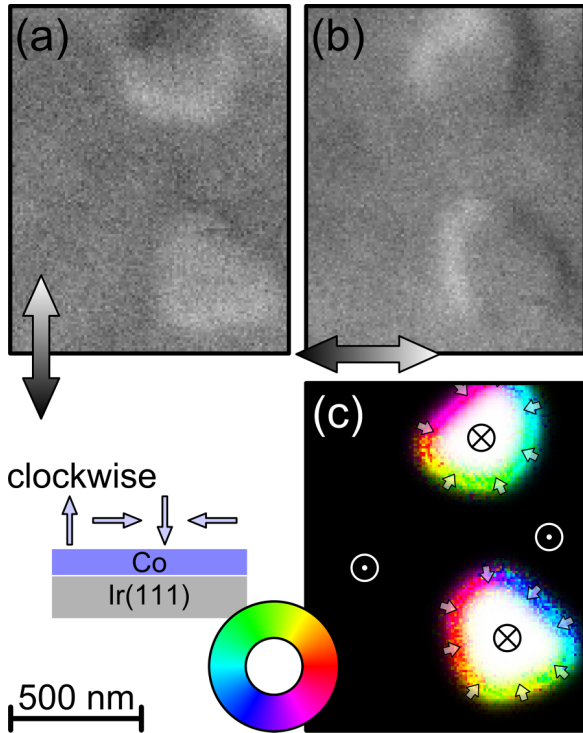


FIG. 1. Magnetic domain structure of a 8.6-ML cobalt film grown on the Ir(111) single-crystal surface. (a) and (b) display the vertical and horizontal in-plane components of the spin polarization. Due to a sample tilt of 10° about the horizontal axis an additional projection of the out-of-plane magnetization component is visible in the vertical component image (a). From the raw data a complete three-dimensional map of the magnetization vector is assembled in (c). The black and white contrast indicates domains pointing up and down, respectively. The magnetization components in the film plane are color coded according to the given color wheel. Domains pointing into and out of the surface are separated by Néel-oriented domain walls with clockwise sense of rotation.

A value of the DMI strength can be obtained when the domain wall starts to tilt towards a Bloch wall at higher cobalt thickness. Figure 2(a) shows a line scan across two DWs at a Co thickness of 9.0 ML. Blue circles and red squares correspond to the horizontal (left axis) and vertical (right axis) component of the in-plane magnetization, respectively. The error bars are calculated based on the Poisson statistics of the individual electron count per channel, as described in Ref. [50]. The corresponding SEMPA micrograph in Fig. 2(b) (horizontal component shown) was recorded beforehand and used to select the position of the line scan, which is marked in blue. In Fig. 2(c) a sketch illustrates the definition of the in-plane angle of magnetization within the DW with respect to its normal.

As the apparent width of the DWs is obviously dominated by the instrumental resolution, a Gaussian profile is expected that originates from the shape of the primary beam. The profiles of both magnetization components are analyzed in a single fit procedure comprising two independent Gaussian profiles for the two DWs for each component. While the integrated intensities of the horizontal and vertical components are independent parameters for each Gaussian, the standard deviation (or the width) and the position are shared (see Supplemental Material S3 [30]). A remaining contribution from the out-of-plane domains has been included in the fit using a Gaussian error function. This out-of-plane contribution is already corrected in the given data. It corresponds to a 5° tilt for this image, which has only a negligible influence on the in-plane domain contrast [38]. The DW to the right-hand side (marked in purple in the inset) is oriented within an uncertainty of 2° along the image vertical. For this reason, the horizontal magnetization component directly reflects the Néel contribution to the rotation of the DW, while the vertical component gives the Bloch contribution. It is clearly visible that at this investigated thickness the DW is mainly but not purely Néel oriented. From the ratio of the respective integrated intensities of the Gaussians a DW magnetization angle

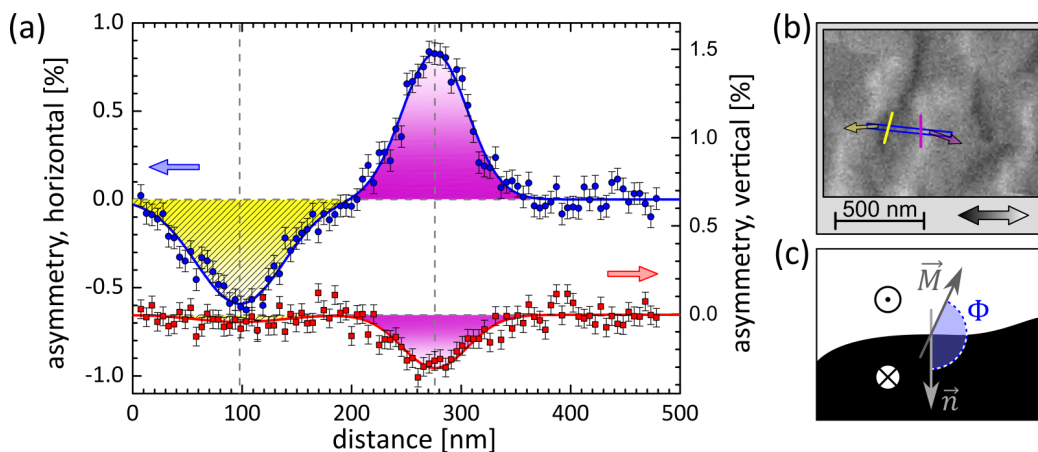


FIG. 2. (a) Line scan across two domain walls at 9.0 ML cobalt thickness. Blue circles and red squares correspond to the horizontal (left axis) and vertical (right axis) components of the in-plane magnetization. In (b) an overview image of the horizontal magnetization component is shown that was recorded beforehand and used to position the line scan. The DWs marked in yellow and purple correspond to the shading of the Gaussian profiles and the arrows indicate the extracted DW magnetizations. Both DWs are not purely Néel-oriented and show opposite Bloch rotations, yielding angles of DW magnetization of about $\pm 20^\circ$. Panel (c) illustrates the definition of this angle Φ between the magnetization vector $\vec{M}$ in the center of a DW and the normal $\vec{n}$ of the DW.

$\Phi = -(20.1 \pm 2.6)^\circ$ is calculated. The situation is different for the DW to the left (yellow) that is rotated by $(15 \pm 5)^\circ$ with respect to the image vertical. Within experimental accuracy, the vertical magnetization component is close to zero, which means that the DW magnetization is aligned with the horizontal axis. An analysis of the fit yields an angle of $(18.8 \pm 5.5)^\circ$. The errors for both angles of DW magnetization mainly originate from the uncertainty in determining the local wall orientation and not from the magnetization orientation. Although both angles have opposite signs, they give a consistent picture, as the energy minimization that involves stray-field energy and DMI only defines the absolute value and not the sign of Φ . Contrary to the DMI, which favors only one Néel orientation, both Bloch orientations are degenerate in energy, which is consistent with recent studies on other materials [39–41].

The different widths visible in the Gaussian fits can be attributed to astigmatism of the scanning electron beam, yielding different convolutions depending on the orientation of line-like objects (see Supplemental Material S3 [30]). However, the integral intensities V are not influenced by this effect as they depend only on the actual DW width and the in-plane contrast and make a precise measurement of the angle of DW magnetization possible [38]. In good agreement, one obtains $V = (0.65 \pm 0.03)$ nm for the left DW and $V = (0.61 \pm 0.06)$ nm for the right DW, which leads to a DW width according to the definition by Lilley [55] of $d_w = (14.6 \pm 0.7)$ nm.

IV. DETERMINING THE DMI STRENGTH

By minimizing the energy of a DW including DMI and stray-field energy via micromagnetic modeling, the DMI parameter D_s can be determined from comparison to the measured equilibrium angle of DW magnetization. The main problem in modeling is to determine the stray-field energy of the magnetic volume charges accurately. This energy can be obtained numerically [33,39–41] or using an analytical approximation [56–58]. In this study, the measured angles of DW magnetization are matched with micromagnetic simulations of DWs using MicroMagnum [59]. For comparison, also the analytical models are fitted to the experimental data.

In Fig. 3 a plot of the angle of DW magnetization as function of the cobalt thickness is shown (gray circles), together with further data points, that have been obtained in the same way as in Fig. 2 at different thicknesses. For lower cobalt thickness the walls show within the error margin an angle of $\Phi = 0^\circ$, corresponding to purely Néel-oriented walls with a clockwise sense of rotation. Above a cobalt thickness of 8.8 ML, DWs that are not purely Néel-oriented are observed. The red squares in Fig. 3 correspond to micromagnetic simulations of DWs using a DMI parameter of $D_s = -1.065 \frac{\text{pJ}}{\text{m}}$ (details on the simulations in Supplemental Material S5 [30]). In a next step, we varied the value of D_s in the simulations (not shown) to find the uncertainty in fitting our experimental results. We obtain $D_s = -(1.07 \pm 0.01) \frac{\text{pJ}}{\text{m}}$. An additional and independent analysis has been performed by fitting the approximate solution developed by Lemesh *et al.* [58] (details for the analysis in Supplemental Material S4 [30]) with D_s as only fit parameter. This fit yields $D_s = -(1.04 \pm 0.01) \frac{\text{pJ}}{\text{m}}$

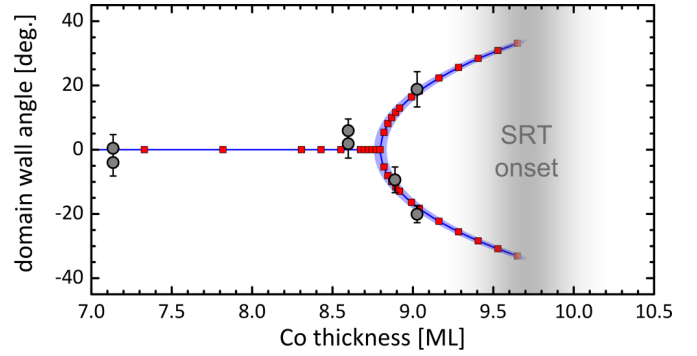


FIG. 3. Measured angles of the DW magnetization as function of cobalt thickness (gray circles). Below a cobalt thickness of 8.8-ML purely Néel-oriented domain walls are observed that correspond to a clockwise sense of rotation. Above, the domain walls show a significant Bloch contribution until the SRT sets in at (9.7 ± 0.3) ML. The measured angles match with micromagnetic simulations of DWs using a DMI strength of $D_s = -1.07 \text{ pJ/m}$ (red squares). A fit of the approximating equation of Lemesh *et al.* [58] results in a similar value of $D_s = -(1.04 \pm 0.01) \text{ pJ/m}$ (blue line). The blue shaded region visualizes the confidence band at 1σ .

and is shown in blue with a blue shade visualizing the confidence interval at 1σ . Lemesh *et al.* interpolate between the solutions for ultrathin (previously given by Tarasenko *et al.* [56]) and thick films giving a better match than the ultrathin film solution. Using directly the latter, as in Refs. [38,60], results in an overestimation of the DMI strength by 10%.

In addition to the small statistical error margin in the DMI parameter D_s , a systematic error caused by the thickness calibration of the evaporated Co has to be considered (see Supplemental Material S2 [30]). Accounting for 2.1% uncertainty in the thickness calibration, which results from calibration by atomic force microscopy, one obtains

$$D_s = -(1.07 \pm 0.05) \frac{\text{pJ}}{\text{m}}.$$

Converting this continuum-model value into an atomic DMI strength [37] results in $d_{\text{tot}} = -(1.04 \pm 0.05) \text{ meV per bond}$, where the total DMI strength is referenced to the interface cobalt layer only (see Supplemental Material S1 [30]).

In conclusion, SEMPA is used to determine the strength of the Dzyaloshinskii-Moriya interaction of the epitaxially grown Co/Ir(111) interface. The growth and preparation conditions ensure an ideal interface between Co and Ir, making the experimentally determined DMI strength comparable to those from published *ab initio* calculations. Below a thickness of 8.8 ML, purely Néel-oriented DW with a clockwise sense of rotation are observed. Above this thickness the stray-field contribution shifts the energy minimum towards a partial Bloch orientation of the DW, giving access to the strength of the DMI. Together with our earlier investigation of the DMI at the Co/Pt(111) interface [38], we verify the opposing signs of the DMI at the Co/Ir(111) and Co/Pt(111) interfaces, at least for the ideal systems, which is in agreement with the calculations and in contrast to the findings in Refs. [29,33,35,36]. The determined DMI strength matches the value calculated in Perini *et al.* [8], but

significantly deviates from the smaller and larger values given in Refs. [9,19,20].

ACKNOWLEDGMENTS

We acknowledge financial support by the DFG within SFB 668. The authors thank S. Meyer, B. Dupé, L. Rózsa, and

A. Manchon for fruitful discussions regarding the conversion between different DMI definitions, C. Heyn for thickness calibration via atomic force microscopy, K. Litzius for sharing a MicroMagnum version that includes the Dzyaloshinskii-Moriya interaction, P. Bayat for additional energy dispersive x-ray spectroscopy, and K. von Bergmann for information regarding the growth of cobalt on Ir(111).

-
- [1] I. E. Dzialoshinskii, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **32**, 1547 (1957) [*Sov. Phys. JETP* **5**, 1259 (1957)].
 - [2] T. Moriya, *Phys. Rev.* **120**, 91 (1960).
 - [3] E. Y. Vedmedenko, L. Udvardi, P. Weinberger, and R. Wiesendanger, *Phys. Rev. B* **75**, 104431 (2007).
 - [4] M. Bode, M. Heide, K. von Bergmann, P. Ferriani, S. Heinze, G. Bihlmayer, A. Kubetzka, O. Pietzsch, S. Blügel, and R. Wiesendanger, *Nature (London)* **447**, 190 (2007).
 - [5] S. Heinze, K. von Bergmann, M. Menzel, J. Brede, A. Kubetzka, R. Wiesendanger, G. Bihlmayer, and S. Blügel, *Nat. Phys.* **7**, 713 (2011).
 - [6] S. Rohart and A. Thiaville, *Phys. Rev. B* **88**, 184422 (2013).
 - [7] N. Romming, C. Hanneken, M. Menzel, J. E. Bickel, B. Wolter, K. von Bergmann, A. Kubetzka, and R. Wiesendanger, *Science* **341**, 636 (2013).
 - [8] M. Perini, S. Meyer, B. Dupé, S. von Malottki, A. Kubetzka, K. von Bergmann, R. Wiesendanger, and S. Heinze, *Phys. Rev. B* **97**, 184425 (2018).
 - [9] H. Yang, O. Boulle, V. Cros, A. Fert, and M. Chshiev, *Sci Rep.* **8**, 12356 (2018).
 - [10] D.-S. Han, N.-H. Kim, J.-S. Kim, Y. Yin, J.-W. Koo, J. Cho, S. Lee, M. Kläui, H. J. M. Swagten, B. Koopmans, and C.-Y. You, *Nano Lett.* **16**, 4438 (2016).
 - [11] S. Kuhrau, F. Klodt-Twesten, C. Heyn, H. P. Oepen, and R. Frömter, *Appl. Phys. Lett.* **113**, 172403 (2018).
 - [12] A. Hrabec, N. A. Porter, A. Wells, M. J. Benitez, G. Burnell, S. McVitie, D. McGrouther, T. A. Moore, and C. H. Marrows, *Phys. Rev. B* **90**, 020402(R) (2014).
 - [13] C. Moreau-Luchaire, C. Moutafis, N. Reyren, J. Sampaio, C. A. F. Vaz, N. V. Horne, K. Bouzehouane, K. Garcia, C. Deranlot, P. Warnicke, P. Wohlhüter, J.-M. George, M. Weigand, J. Raabe, V. Cros, and A. Fert, *Nat. Nanotechnol.* **11**, 444 (2016).
 - [14] J. Lucassen, F. Klodt-Twesten, R. Frömter, H. P. Oepen, R. A. Duine, H. J. Swagten, B. Koopmans, and R. Lavrijsen, *Appl. Phys. Lett.* **111**, 132403 (2017).
 - [15] G. Ziemys, V. Ahrens, S. Mendisch, G. Csaba, and M. Becherer, *AIP Adv.* **8**, 056310 (2018).
 - [16] M. Bacani, M. A. Marioni, J. Schwenk, and H. J. Hug, *Sci. Rep.* **9**, 3114 (2019).
 - [17] J. Lucassen, M. J. Meijer, F. Klodt-Twesten, R. Frömter, O. Kurnosikov, R. A. Duine, H. J. M. Swagten, B. Koopmans, and R. Lavrijsen, *arXiv:1904.01898*.
 - [18] J. Lucassen, C. F. Schippers, L. Rutten, R. A. Duine, H. J. M. Swagten, B. Koopmans, and R. Lavrijsen, *Appl. Phys. Lett.* **115**, 012403 (2019).
 - [19] H. Yang, A. Thiaville, S. Rohart, A. Fert, and M. Chshiev, *Phys. Rev. Lett.* **118**, 219901(E) (2017).
 - [20] A. Belabbes, G. Bihlmayer, F. Bechstedt, S. Blügel, and A. Manchon, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 247202 (2016).
 - [21] L. M. Sandratskii, *Phys. Rev. B* **96**, 024450 (2017).
 - [22] V. Kashid, T. Schena, B. Zimmermann, Y. Mokrousov, S. Blügel, V. Shah, and H. G. Salunke, *Phys. Rev. B* **90**, 054412 (2014).
 - [23] G. J. Vida, E. Simon, L. Rózsa, K. Palotás, and L. Szunyogh, *Phys. Rev. B* **94**, 214422 (2016).
 - [24] M. Heide, G. Bihlmayer, and S. Blügel, *Physica B* **404**, 2678 (2009).
 - [25] B. Dupé, M. Hoffmann, C. Paillard, and S. Heinze, *Nat. Commun.* **5**, 4030 (2014).
 - [26] B. Zimmermann, G. Bihlmayer, M. Böttcher, M. Bouhassoune, S. Lounis, J. Sinova, S. Heinze, S. Blügel, and B. Dupé, *Phys. Rev. B* **99**, 214426 (2019).
 - [27] J. Cho, N.-H. Kim, S. Lee, J.-S. Kim, R. Lavrijsen, A. Solignac, Y. Yin, D.-S. Han, N. J. J. van Hoof, H. J. M. Swagten, B. Koopmans, and C.-Y. You, *Nat. Commun.* **6**, 7635 (2015).
 - [28] M. Belmeguenai, J.-P. Adam, Y. Roussigné, S. Eimer, T. Devolder, J.-V. Kim, S. M. Cherif, A. Stashkevich, and A. Thiaville, *Phys. Rev. B* **91**, 180405(R) (2015).
 - [29] N.-H. Kim, J. Jung, J. Cho, D.-S. Han, Y. Yin, J.-S. Kim, H. J. M. Swagten, and C.-Y. You, *Appl. Phys. Lett.* **108**, 142406 (2016).
 - [30] See Supplemental Material at <http://link.aps.org/supplemental/10.1103/PhysRevB.100.100402> for details on the conversion between different DMI calculations, the sample preparation, and the analysis of the domain-wall profiles measured by SEMPA (see, also, Refs. [61–68] therein).
 - [31] J. E. Bickel, F. Meier, J. Brede, A. Kubetzka, K. von Bergmann, and R. Wiesendanger, *Phys. Rev. B* **84**, 054454 (2011).
 - [32] J. Drnec, S. Vlačić, I. Carlomagno, C. J. Gonzalez, H. Isern, F. Carlà, R. Fiala, N. Rougemaille, J. Coraux, and R. Felici, *Carbon* **94**, 554 (2015).
 - [33] G. Chen, A. T. N'Diaye, Y. Wu, and A. K. Schmid, *Appl. Phys. Lett.* **106**, 062402 (2015).
 - [34] The value of D published in Ref. [33] is derived based on the assumption of an abrupt transition between Néel and Bloch walls at a critical thickness, which is inconsistent with the findings from our experiment, as well as with micromagnetic modeling. This differing data analysis, however, cannot account for the oppositely reported sign of D .
 - [35] K. Shahbazi, J.-V. Kim, H. T. Nembach, J. M. Shaw, A. Bischof, M. D. Russell, V. Jeudy, T. A. Moore, and C. H. Marrows, *Phys. Rev. B* **99**, 094409 (2019).
 - [36] F. Ajejas, V. Krizáková, D. de Souza Chaves, J. Vogel, P. Perna, R. Guerrero, A. Gudín, J. Camarero, and S. Pizzini, *Appl. Phys. Lett.* **111**, 202402 (2017).
 - [37] H. Yang, A. Thiaville, S. Rohart, A. Fert, and M. Chshiev, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 267210 (2015).

- [38] E. C. Corredor, S. Kuhrau, F. Kloodt-Twesten, R. Frömter, and H. P. Oepen, *Phys. Rev. B* **96**, 060410(R) (2017).
- [39] G. Chen, T. Ma, A. T. N'Diaye, H. Kwon, C. Won, Y. Wu, and A. K. Schmid, *Nat. Commun.* **4**, 2671 (2013).
- [40] H. Yang, G. Chen, A. A. C. Cotta, A. T. N'Diaye, S. A. Nikolaev, E. A. Soares, W. A. A. Macedo, K. Liu, A. K. Schmid, A. Fert, and M. Chshiev, *Nat. Mater.* **17**, 605 (2018).
- [41] G. Chen, J. Zhu, A. Quesada, J. Li, A. T. N'Diaye, Y. Huo, T. P. Ma, Y. Chen, H. Y. Kwon, C. Won, Z. Q. Qiu, A. K. Schmid, and Y. Z. Wu, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 177204 (2013).
- [42] K. Koike, *Microscopy* **62**, 177 (2013).
- [43] K. Koike and K. Hayakawa, *Jpn. J. Appl. Phys.* **23**, L187 (1984).
- [44] J. Unguris, D. T. Pierce, and R. J. Celotta, *Rev. Sci. Instrum.* **57**, 1314 (1986).
- [45] H. P. Oepen and J. Kirschner, *J. Phys. Colloq.* **49**, C8-1853 (1988).
- [46] R. Frömter, E. C. Corredor, S. Hankemeier, F. Kloodt-Twesten, S. Kuhrau, F. Lofink, S. Röbner, and H. P. Oepen, *Imaging the Interaction of Electrical Currents with Magnetization Distributions*, in *Atomic- and Nanoscale Magnetism*, edited by R. Weisendanger (Springer, Cham, 2018).
- [47] R. Frömter, F. Kloodt, S. Röbner, A. Frauen, P. Staack, D. R. Cavicchia, L. Bocklage, V. Röbisch, E. Quandt, and H. P. Oepen, *Appl. Phys. Lett.* **108**, 142401 (2016).
- [48] F. Kloodt-Twesten, S. Kuhrau, P. Staack, D. R. Cavicchia, F. Lofink, H. P. Oepen, and R. Frömter, *Phys. Rev. B* **97**, 024426 (2018).
- [49] D. Schöнке, A. Oelsner, P. Krautscheid, R. M. Reeve, and M. Kläui, *Rev. Sci. Instrum.* **89**, 083703 (2018).
- [50] R. Frömter, S. Hankemeier, H. P. Oepen, and J. Kirschner, *Rev. Sci. Instrum.* **82**, 033704 (2011).
- [51] B. Boehm, A. Bisig, A. Bischof, G. Stefanou, B. J. Hickey, and R. Allenspach, *Phys. Rev. B* **95**, 180406(R) (2017).
- [52] A. D. Vu, J. Coraux, G. Chen, A. T. N'Diaye, A. K. Schmid, and N. Rougemaille, *Sci. Rep.* **6**, 24783 (2016).
- [53] 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. Yakhov-Harris, *Phys. Rev. B* **84**, 104412 (2011).
- [54] H. P. Oepen, M. Speckmann, Y. Millev, and J. Kirschner, *Phys. Rev. B* **55**, 2752 (1997).
- [55] B. Lilley, *Philos. Mag.* **41**, 792 (1950).
- [56] S. V. Tarasenko, A. S. V. V. Tarasenko, and J. Ferré, *J. Magn. Magn. Mater.* **189**, 19 (1998).
- [57] F. Büttner, B. Krüger, S. Eisebitt, and M. Kläui, *Phys. Rev. B* **92**, 054408 (2015).
- [58] I. Lemesch, F. Büttner, and G. S. D. Beach, *Phys. Rev. B* **95**, 174423 (2017).
- [59] C. Abert, A. Drews, B. Krüger, and G. Selke, *MicroMagnum*, Vol. 0.2 (2016).
- [60] As our own analysis in Ref. [38] is based on the solution for ultrathin films. The determined lower threshold is stated 10% to high. For the upper threshold, however, the thin-film limit applies, and this value remains unaffected by this correction.
- [61] A. Thiaville, S. Rohart, E. Jue, V. Cros, and A. Fert, *Europhys. Lett.* **100**, 57002 (2012).
- [62] L. E. Davis, N. C. MacDonald, P. W. Palmberg, G. E. Riach, and R. E. Weber, *Handbook of Auger Electron Spectroscopy: A Reference Book of Standard Data for Identification and Interpretation of Auger Electron Spectroscopy Data* (Physical Electronics Division, Perkin-Elmer, Waltham, MA, 1976).
- [63] A. Hubert and R. Schäfer, *Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures* (Springer, Berlin, 2009).
- [64] M. B. Stearns, *Landolt-Börnstein New Series III/19a*, Vol. 19a (Springer-Verlag, Berlin, 1986).
- [65] F. Meier, K. von Bergmann, P. Ferriani, J. Wiebe, M. Bode, K. Hashimoto, S. Heinze, and R. Wiesendanger, *Phys. Rev. B* **74**, 195411 (2006).
- [66] M. Perini, Nanoscale noncollinear magnetic structures in Co-based epitaxial ultrathin films, Ph.D. thesis, Universität Hamburg, 2018.
- [67] K. Litzius, I. Lemesch, B. Krüger, L. Caretta, K. Richter, F. Büttner, P. Bassirian, J. Förster, R. M. Reeve, M. Weigand, I. Bykova, H. Stoll, G. Schütz, G. S. D. Beach, and M. Kläui, *Nat. Phys.* **13**, 170 (2017).
- [68] M. D. DeJong and K. L. Livesey, *Phys. Rev. B* **95**, 054424 (2017).

6.2.3 Analyse einer Domänenwand zur Bestimmung der DMI

In den vorherigen Kapiteln wurden die Winkel der Magnetisierung in einer Domänenwand genutzt, um damit die DMI von Co/Ir(111) und Co/Pt(111) zu bestimmen oder zumindest einzugrenzen. Der theoretische Hintergrund dazu wurde bereits basierend auf den analytischen Rechnungen von Tarasenko *et al.* [146] bzw. Lemesh *et al.* [147] in Abschnitt 2.2.1 dargestellt. Im Wesentlichen konkurriert die DMI in einer Domänenwand mit der Streufeldenergie. Während die DMI eine Néelorientierung der Domänenwand bevorzugt, ist für die Minimierung der Streufeldenergie eine Blochorientierung energetisch günstiger. Damit lässt sich über den Winkel der Magnetisierung in einer Domänenwand das Energiegleichgewicht zwischen DMI und Streufeldenergie quantifizieren.

Zentral für die Bestimmung der DMI ist die korrekte Berechnung der Streufeldenergie bzw. der Energiedifferenz zwischen einer Néel- und einer Blochwand. In diesem Abschnitt wird die Anwendbarkeit der entsprechenden Ausdrücke von Tarasenko *et al.* [146] und Lemesh *et al.* [147] für die vorliegende Arbeit überprüft. Ein Vergleich mit mikromagnetischen Simulationen ermöglicht dabei die Gültigkeit von getroffenen Annahmen zu hinterfragen. Ebenso sollen an dieser Stelle Hintergrundinformation zu den bereits in Abschnitt 6.2.2 genutzten Simulationen gegeben werden.

Zunächst wird detailliert auf die beiden analytischen Ausdrücke von Tarasenko *et al.* [146] und Lemesh *et al.* [147] eingegangen und dabei die getroffenen Annahmen herausgestellt. Anschließend werden die mikromagnetischen Simulationen diskutiert sowie die dort genutzten impliziten Annahmen betrachtet und überprüft. Explizit ist dabei die Größe der simulierten Zellen zu betrachten und der Abstand zwischen den einzelnen Domänenwänden. Nachdem auf diese Weise die Aussagekraft der mikromagnetischen Simulation sichergestellt wird, werden die Simulationen genutzt, um die Gültigkeit der analytischen Rechnungen abzuschätzen. Insbesondere wird betrachtet, inwiefern es gerechtfertigt ist, die Domänenwandprofile mit dem Profil einer Blochwand anzunähern.

Die gewonnenen Erkenntnisse werden daraufhin genutzt, um die in Abschnitt 6.2.1 getroffenen Aussagen bezüglich der DMI von Co/Pt(111), die auf dem Ausdruck von Tarasenko *et al.* [146] basieren, zu präzisieren. In einem anschließenden Kapitel werden diverse DMI-Bestimmungen [48, 96, 97, 99], die unabhängig von dieser Arbeit angefertigt wurden, be-

trachtet und dort eine inkorrekte Annahme herausgestellt, die zu signifikant verfälschten Werten in mehreren Publikationen [48, 96, 97, 99] führt und bisher leider nicht korrigiert wurde. Soweit dies im Rahmen dieser Arbeit möglich ist, wird entsprechend eine Korrektur vorgenommen.

DMI-Bestimmung mittels analytischer Näherungen

In dem Grundlagenkapitel dieser Arbeit wurde gezeigt (vgl. Abschnitt 2.2.1), dass aus der Minimierung der Domänenwandenergie als Funktion des Winkels ϕ der Magnetisierung einer Domänenwand relativ zu der Domänenwandnormalen die Beziehung

$$\cos \phi = \begin{cases} -\frac{D_s}{D_{\text{thr}}} & \forall |D_s| < D_{\text{thr}} \\ -\text{sgn}(D_s) & \forall |D_s| \geq D_{\text{thr}} \end{cases} \quad (6.3)$$

folgt. Diese Gleichung 6.3 ermöglicht die Bestimmung der grenzflächenbezogenen DMI-Konstanten D_s , insofern der Betrag von D_s kleiner als der Schwellenwert

$$D_{\text{thr}} := \frac{2\sigma_{\text{NB}}}{\pi}t \quad (6.4)$$

ist. Für $|D_s| > D_{\text{thr}}$ sind reine Néelwände ($\phi = 0^\circ, 180^\circ$) energetisch am günstigsten, sodass sich aus der Gleichung 6.3 nur eine betragliche Untergrenze der DMI ableiten lässt, wie es für Co/Pt(111) in Abschnitt 6.2.1 geschehen ist.

Zentral für die Bestimmung der DMI ist die Differenz der Streufeldenergiedichte zwischen einer Néel- und einer Blochwand σ_{NB} . In Abschnitt 6.2.1 wurde für Co/Pt(111) diese Differenz mit Hilfe der Gleichung

$$\sigma_{\text{NB}} = \frac{\ln 2}{\pi} \mu_0 M_s^2 t \quad (6.5)$$

von Tarasenko *et al.* [146] berechnet, die analytisch exakt nur für sehr dünne Schichten ($t \mapsto 0$) ist. Man beachte, dass die in den Grundlagen diskutierte Gleichung von Lemesh *et al.* [147], die zwischen der Lösung für ultradünne Schichten (entspricht der vorherigen Lösung von Tarasenko *et al.* [146]) und einer Lösung für dicke Schichten interpoliert, erst nach der Einreichung des vorgestellten Artikels publiziert wurde. In der später veröffentlichten Untersuchung über die DMI von Co/Ir(111) wurde dann die Gleichung

$$\sigma_{\text{NB}} = \frac{\mu_0 M_s^2 t}{\frac{\pi}{\ln 2} + t \sqrt{\frac{K_{\text{eff}} + \mu_0 M_s^2}{A}}} \quad (6.6)$$

von Lemesh *et al.* [147] verwendet. Diese Gleichung hängt nicht nur von der Schichtdicke t und der Sättigungsmagnetisierung M_s ab, sondern auch von A und K_{eff} , da die Streufeldenergie, wenn nicht der Grenzfall $t \mapsto 0$ betrachtet wird, von der Domänenwandbreite und damit von A und K_{eff} abhängt. Reine Néelwände, die wie von Lemesh *et al.* [147] betrachtet das Profil einer Blochwand (Gleichung 2.25) aufweisen²⁷, besitzen im Grenzfall dicker Schichten wegen der Volumenladung, die sie erzeugen, eine Wandbreite von $\pi \sqrt{\frac{A}{K_{\text{eff}} + \mu_0 M_s^2}}$ [147]. Der linke und rechte Term unter dem Bruchstrich in Gleichung 6.6 repräsentiert damit die erwähnten Grenzfälle einer ultradünnen bzw. dicken Schicht.

In der vorliegenden Arbeit werden Domänenwände in magnetischen Schichten, die aus maximal neun Atomlagen Kobalt ($\hat{=}$ 1,8 nm) bestehen, untersucht, sodass der Grenzfall $t \mapsto 0$ relativ gut erfüllt sein sollte. Dies würde dann die Verwendung der Gleichung 6.5 in Abschnitt 6.2.1 rechtfertigen. Da die Domänenwandbreite sowohl für Co/Pt(111) als auch für Co/Ir(111) gemessen wurde, stellt sie einen experimentell zugänglichen Parameter dar, sodass letztlich der Unterschied zwischen den beiden Gleichungen überprüfbar ist.

In Abschnitt 6.2.1 wurde für eine Kobaltbedeckung von 7 ML auf Pt(111) eine Domänenwandbreite von $d_w = (27 \pm 2)$ nm bestimmt. Mit einer Austauschsteifigkeit von $A = 28$ pJ/m konnte gemäß Gleichung 2.25 aus der Domänenwandbreite eine effektive Anisotropie von $K_{\text{eff}} = (0.38 \pm 0.04)$ MJ/m³ abgeleitet werden. Mit diesen Werten erhält man aus Gleichung 6.5 einen Wert von $D_{\text{thr}} = 0,72$ pJ/m und aus Gleichung 6.6 einen Wert von $D_{\text{thr}} = 0,65$ pJ/m. Der Unterschied zwischen den beiden Gleichungen beträgt somit rund 10%.

Gegenüber der Gleichung 6.6 von Lemesh *et al.* [147] führt die für Co/Pt(111) verwendete Gleichung von Tarasenko *et al.* [146] zu einer leichten Überschätzung von D_{thr} und folglich der angegebenen Untergrenze von D_s . Ursache ist die Vernachlässigung von Volumenladungen in dem Ausdruck von Tarasenko *et al.* [146], die von Lemesh *et al.* [147] zumindest näherungsweise Berücksichtigung findet. Da jedoch auch die Gleichung 6.6 Annahmen, wie bspw. die Beschreibung der Domänenwände über ein Blochwandprofil, trifft,

²⁷Lemesh *et al.* [147] nehmen an, dass alle betrachteten Domänenwände das Profil einer Blochwand (Gleichung 2.25) aufweisen. Da Néelwände ihre Streufeldenergie reduzieren können, indem sie sogenannte Schwänze ausbilden [57], wird implizit angenommen, dass die Anisotropie der betrachteten Systeme ausreichend hoch ist, sodass das Ausbilden dieser Schwänze vernachlässigt werden kann. Die Grenzen dieses Ansatzes werden in Abschnitt 6.2.3 ausgemacht.

stellt sich an dieser Stelle die Frage, wie belastbar beide analytischen Ansätze sind und inwiefern eine quantitative Aussage aus beiden abgeleitet werden kann. Für Co/Ir(111) konnte in Abschnitt 6.2.2 bereits festgestellt werden, dass die Gleichung 6.6 von Lemesch *et al.* die simulierten Ergebnisse verhältnismäßig gut reproduziert. Für diesen speziellen Fall liefert diese analytische Gleichung eine um 2,8% zu niedrige DMI.

Im Folgenden wird mit mikromagnetischen Simulationen beleuchtet, inwieweit beide Gleichungen in der vorliegenden Arbeit anwendbar und die zugrundeliegenden Annahmen gerechtfertigt sind. Insbesondere wird auch für Co/Pt(111) hinterfragt, wie gut beide analytischen Ansätze die experimentelle Situation abbilden können und damit, inwiefern sich aus den numerischen Simulationen heraus eine Korrektur der angegebenen DMI-Untergrenze ergibt.

Bestimmung der DMI mittels mikromagnetischer Simulation

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten mikromagnetischen Simulationen werden mit einer modifizierten Version von MicroMagnum [476] durchgeführt, die zusätzlich die Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung in ihrer mikromagnetischen Form berücksichtigt [46]. In einem 2D-periodischen Gitter werden Streifendomänen relaxiert, bis die maximale Winkeländerung der Magnetisierung unterhalb von $0,01^\circ/\text{ns}$ liegt. In der Filmebene (x- und y-Richtung) wiederholt sich die betrachtete Struktur unendlich häufig, um unerwünschte Effekte durch magnetische Ladungen an Probenrändern, wie sie bspw. in [477, 478] beobachtet und diskutiert werden, zu vermeiden. Senkrecht zu der Filmebene ist die betrachtete Struktur nicht periodisch und durch die Anpassung der Zellenhöhe werden verschiedene Schichtdicken simuliert. Die Magnetisierung der Domänen deutet senkrecht zur Film- bzw. Gitterebene (in die $\pm z$ -Richtung) und es befindet sich jeweils eine Domäne mit einer Magnetisierung in der $+z$ - und $-z$ -Richtung im Simulationsgitter. Da das simulierte Gitter eine Ausdehnung von 500 nm senkrecht zu den (in der x-Richtung) und 50 nm entlang der (in der y-Richtung) Streifendomänen besitzt, weisen benachbarte Domänenwände einen Abstand von 250 nm auf. Mit einer Zellengröße von jeweils 0,5 nm und 1 nm in der x- und y-Richtung, lässt sich gewährleisten, dass die Domänenwände einen graduellen Übergang in 0,5 nm-Schritten von einer zur anderen Domäne darstellen.

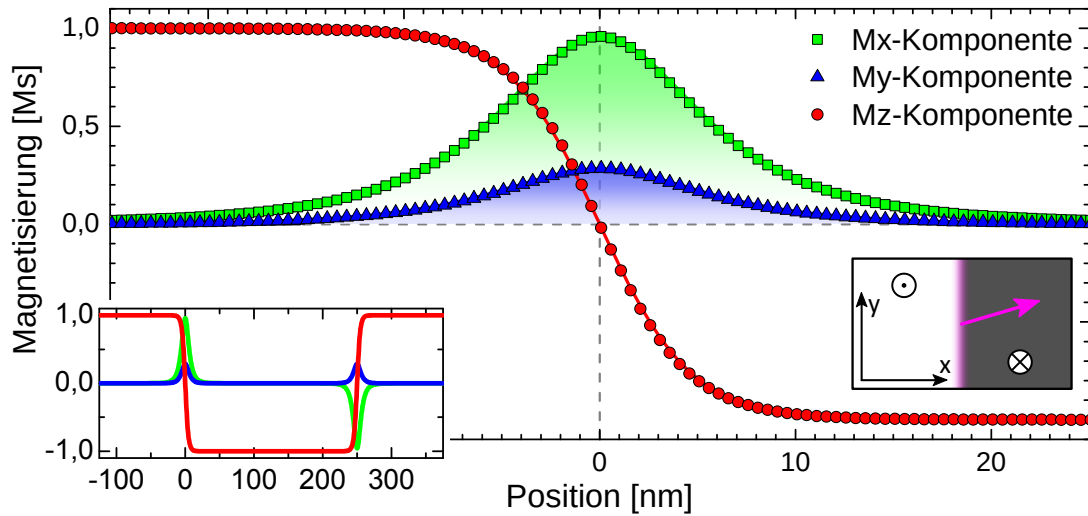


Abbildung 6.23: Simuliertes Domänenwandprofil bei einer Bedeckung von 9 ML Kobalt auf Ir(111). Die angesetzte DMI-Konstante $D_s = -1,065 \text{ pJ/m}$ ruft einen Winkel Φ von $16,4^\circ$ hervor, der zuvor experimentell beobachtet wurde. Das Insetbild auf der rechten Seite visualisiert die Orientierung der Magnetisierung innerhalb der Domänenwand. Ein Linienprofil über das gesamte Simulationsgitter wird links unten wiedergegeben.

Domänenwände in Co/Ir(111) In Abbildung 6.23 wird ein simuliertes Domänenwandprofil für eine 9 ML Kobaltbedeckung auf Ir(111) wiedergegeben. Der Simulation wurde, wie in Abschnitt 6.2.2 diskutiert, eine Sättigungsmagnetisierung von $M_s = 1440 \text{ kA/m}$ und eine Austauschsteifigkeit von $A = 28,3 \text{ pJ/m}$ zu Grunde gelegt. Die leicht reduzierte Austauschsteifigkeit leitet sich in einer Abschätzung aus dem Literaturwert von 30 pJ/m [144, 479] ab, der entsprechend dem Ansatz aus [98, 480] linear mit der mittleren Koordinationszahl der Kobaltatome skaliert wurde²⁸. Das Gleichgewicht aus Streufeldenergie und DMI hängt nicht direkt von der Austauschkonstante A ab, sondern von der Domänenwandbreite, die experimentell bestimmt wird. In der Simulation wird die uniaxiale Anisotropie als freier Parameter angepasst, sodass die entsprechende Domänenwandbreite sich einstellt. Die experimentell zugängliche Domänenwandbreite liefert

²⁸Während Kobalt in einem Festkörper eingebunden eine Koordinationszahl von 12 Atomen besitzt, hat jedes Kobaltatom in einer einzelnen Monolage nur sechs Nachbaratome. 9 ML Kobalt besitzen entsprechend eine mittlere Koordinationszahl von $102/9 \approx 11,33$.

damit die Möglichkeit die Anisotropie der Kobaltschicht zu bestimmen. Dazu wird an den simulierten Domänenwänden ein Profil der Form

$$\vec{M} = M_s \cdot \begin{pmatrix} \sin(\Phi) & \cos(\Phi) & 0 \\ -\cos(\Phi) & \sin(\Phi) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 1/\cosh(x/\Delta) \\ \tanh(x/\Delta) \end{pmatrix} \quad (6.7)$$

angepasst. Der hintere Vektor stammt aus der Gleichung 2.25 und entspricht dem gewöhnlichen Profil einer Blochwand, die ein $\tanh(x/\Delta)$ -Profil für die senkrechte Magnetisierungskomponente und ein $1/\cosh(x/\Delta)$ -Profil für die Magnetisierungskomponente in der Filmebene aufweist. Die vordere Drehmatrix berücksichtigt eine zusätzliche Drehung der Rotationsebene der Magnetisierung (d.h. von einer Blochwand mit $\Phi = \pm 90^\circ$ zu einer Néelwand mit $\Phi = 0^\circ$ oder 180°). Iterativ lassen sich in den Simulationen die DMI-Konstante D_s und die uniaxiale Anisotropie K_u solange adjustieren bis der Winkel Φ und die Domänenwandbreite $d_w = \pi\Delta$ die experimentell bestimmten Werte reproduzieren.

Final liefern die uniaxiale Anisotropie $K_u = 2,465 \text{ MJ/m}^3$ und die DMI-Konstante $D_s = -1,065 \text{ pJ/m}$ das in Abbildung 6.23 gezeigte Domänenwandprofil mit einem Winkel Φ von $(16,38 \pm 0,05)^\circ$ und einer Domänenwandbreite d_w von $(14,7 \pm 0,1) \text{ nm}$, die mit den experimentell gemessenen Größen übereinstimmen.

Bevor aufbauend auf den mikromagnetischen Simulationen Aussagen abgeleitet werden können, soll an dieser Stelle hinterfragt werden, inwiefern die Simulationen belastbare Werte liefern. Dementsprechend ist das in den Simulationen verwendete Gitter zu prüfen. Aus praktischen Gesichtspunkten ist ein möglichst kleines Gitter vorteilhaft, da der Rechenaufwand, der im Wesentlichen durch die Streufeldenergieberechnung definiert wird, quadratisch mit der Anzahl der Gitterelemente ansteigt. Die Abbildung 6.23 verdeutlicht, dass das zu Grunde gelegte Gitter der Simulation mit einer Schrittweite von $0,5 \text{ nm}$ so feinmaschig ist, dass der graduelle Übergang der Magnetisierung in der Domänenwand abgebildet und beschrieben werden kann. Wie später unter anderem in der Abbildung 6.27 ersichtlich ist, können dadurch Artefakte vermieden werden, die bspw. zu einer ungenauen Bestimmung der Wandenergien führen könnten. Detailliert wird zunächst der Frage nachgegangen, wie groß das Simulationsgitter und damit die simulierten Domänen sein müssen.

Variation der Domänengröße Néelwände in dünnen Filmen, die eine Magnetisierung in der Filmebene aufweisen, zeigen typischerweise eine starke Wechselwirkung zwischen einzelnen Wänden [57], die abhängig von dem Rotationssinn beider Wände anziehend oder abstoßend sein kann. Inwiefern dies auch auf Néelwände in den hier betrachteten Filmen mit einer senkrechten Vorzugsrichtung der Magnetisierung zutrifft, ist noch offen.

Ferromagnetische Filme, die eine Magnetisierung in der Filmebene aufweisen, besitzen deutlich geringere Anisotropien innerhalb der Rotationsebene einer Wand als Filme mit einer senkrechten Vorzugsrichtung, sodass erstere deutlich ausgeprägtere Schwänze (engl. *tails*) aufweisen. Bei einer verhältnismäßig geringen Anisotropie ist es energetisch günstig solche Schwänze auszubilden, die magnetische Volumenladungen über eine größere Distanz verteilen und somit die Streufeldenergie auf Kosten der Anisotropie verringern können. Diese sich weit erstreckenden Schwänze führen dann zu starken Wechselwirkungen unter den Wänden [57]. Wie in der Abbildung 6.23 zu erkennen ist, ist mit solchen Schwänzen für die Systeme mit einer senkrechten Vorzugsrichtung in der vorliegenden Arbeit nicht zu rechnen. Nichtsdestoweniger wird im Folgenden beleuchtet, wie stark die Wechselwirkung unter den Domänenwänden tatsächlich ist.

In der Abbildung 6.24 wird der Einfluss des Abstandes b zwischen zwei Domänenwänden auf den Winkel ϕ der Magnetisierung in den Domänenwänden gegenüber der Domänenwandnormalen betrachtet. A , K_u , M_s , D_s sowie die Maschengröße des Simulationsgitters werden konstant gehalten und entsprechen den zuvor genannten Werten. Einzig die Größe des Simulationsgitters wird variiert und dabei der Einfluss des Abstandes zweier Domänenwände (siehe Zeichnung im Insetbild) auf den Winkel Φ der Magnetisierung in den Domänenwänden betrachtet. Die simulierten Daten (rote Kreise) lassen sich durch eine $1/b^2$ -Abhängigkeit (rote Linie) anpassen, die einen Linienladungseffekt²⁹ der magnetischen Dipolladungen einer Domänenwand beschreibt. Da die simulierten Domänenwände durch die DMI stets den gleichen Rotationssinn aufweisen, ist die Nähe von zwei Domänenwänden energetisch ungünstig. Sobald der Abstand zwischen den Wänden reduziert wird, wird damit die Blochwand zunehmend günstiger, da sie keine Volumenladungen erzeugt.

²⁹Eine Linienladung erzeugt ein Feld, das entsprechend eine $1/r$ -Abhängigkeit aufweist. Da magnetische Momente jedoch keine Monopole, sondern Dipole sind, ergibt sich ein Feld mit einer $1/r^2$ -Abhängigkeit.

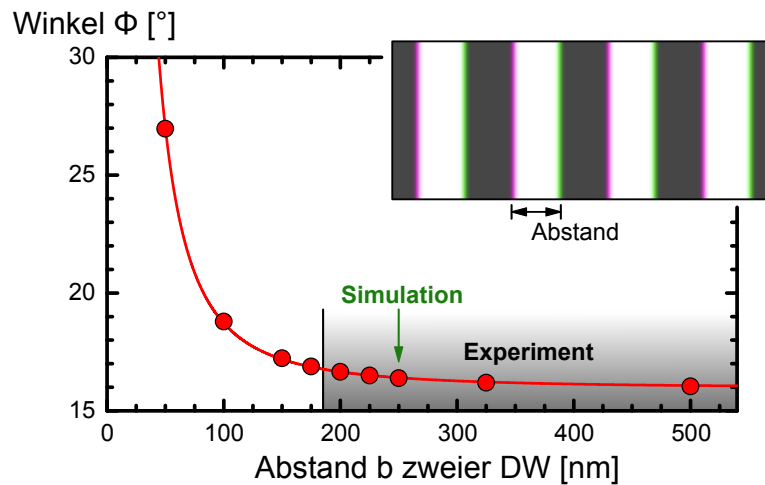


Abbildung 6.24: Simulierter Winkel ϕ der Magnetisierung in einer Domänenwand gegenüber der Domänenwandnormalen in Abhängigkeit des Abstandes b zwischen zwei Domänenwänden. Die Länge des Simulationsgitters beträgt $2b$ und gibt den Abstand zwischen den Domänenwänden vor. Die resultierenden Streufelder steigen proportional zu $1/b^2$ (rote Linie) an und begünstigen eine Blochorientierung der Domänenwände. Hervorgehoben ist der experimentell betrachtete Bereich (graue Schattierung) und der in den Simulationen betrachtete Abstand von 250 nm (grüner Pfeil), in deren Nähe der Winkel Φ nur noch geringfügig von dem Abstand der Wände abhängt.

Ersichtlich in der Graphik ist, dass für Domänenwandabstände oberhalb von 180 nm der Abstand zwischen den Domänenwänden nur geringfügig Einfluss auf den Winkel Φ nimmt und daher weder im experimentell betrachteten Bereich, grau schattiert, noch in den Simulationen, grüner Pfeil, von Bedeutung ist. Abweichungen, die unter anderem auch im Experiment durch eine Variation der Domänengröße entstehen, sind deutlich unterhalb der experimentellen Genauigkeit. Auch ein möglicher Einfluss auf die Breite der Domänenwände konnte mittels der Simulationen betrachtet werden (nicht gezeigt) und liegt für den in dieser Arbeit relevanten Bereich unterhalb von 10 pm. Angemerkt sei, dass die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellte Betrachtung sich nur auf die in dieser Arbeit betrachteten Systeme bezieht und dementsprechend keine Allgemeingültigkeit aufweisen kann. Zu erwarten ist, dass sobald die Anisotropie einer Domänenwand geringer und damit die Domänenbreite größer wird, die Kopplung zwischen einzelnen Néelwänden zunimmt. Für schmalere Wände hingegen ist ein noch geringerer Einfluss der Abstände zwischen den DW bzw. der Domänenbreite zu erwarten. Die Aussagekraft der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Simulationen kann jedoch sichergestellt werden. Sie bieten damit unabhängig von den Annahmen der analytischen Gleichungen die Möglichkeit die DMI oder

auch die Anisotropie der betrachteten Kobaltschichten zu bestimmen. Während die Bestimmung der DMI von Co/Ir(111) im Wesentlichen bereits in Abschnitt 6.2.2 diskutiert wurde, soll als nächstes auf die dort abgeleitete uniaxiale Anisotropie näher eingegangen werden.

Senkrechte Anisotropie in Co/Ir(111)

In Unterkapitel 2.2.1 wurde gezeigt, dass die Domänenwandbreite durch ein Wechselspiel aus der Austauschsteifigkeit und der Anisotropie entsteht. Damit lässt sich aus der gemessenen Domänenwandbreite die Anisotropie bestimmen, insofern die Austauschsteifigkeit A bekannt ist. Experimentell konnte für eine Kobaltbedeckung von 9 ML auf Ir(111) eine Domänenwandbreite von $d_w = (14,6 \pm 0,7)$ nm bestimmt werden. Über mikromagnetische Simulationen lässt sich daraus ein Wert von

$$K_u = (2,47 \pm 0,13) \text{ MJ/m}^3 \quad (6.8)$$

ableiten. Gemäß der Gleichung 2.25

$$d_w = \pi \sqrt{\frac{A}{K_{\text{eff}}}} \quad (6.9)$$

folgt mit $A = 28,3 \text{ pJ/m}$ eine effektive Anisotropie K_{eff} von $(1,31 \pm 0,13) \text{ MJ/m}^3$. In den Grundlagen dieser Arbeit wurde bereits herausgearbeitet (vgl. Gleichung 2.17), dass sich für einen ausgedehnten Film die uniaxiale Anisotropie K_u über den Ausdruck

$$K_u = K_{\text{eff}} + \frac{1}{2} \mu_0 M_s^2 \quad (6.10)$$

bestimmen lässt. Dies gilt in einer Domänenwand allerdings nur näherungsweise unter der Annahme, dass die Domänenwand hinreichend breit ist. Aus $K_{\text{eff}} = 1,31 \text{ MJ/m}^3$ würde sich dann $K_u = 2,61 \text{ MJ/m}^3$ ableiten. Eine numerische Simulation mit diesem Wert liefert jedoch eine Domänenwandbreite von 13,8 nm anstelle der angesetzten 14,6 nm. Ursache ist, dass der Ausdruck 6.10 an dieser Stelle lediglich als eine Abschätzung der Anisotropie verwendet werden kann [147, 481]. Die Gleichung 6.10 gilt exakt nur für eine unendlich breite Blochwand. Für eine endliche Domänenwandbreite stellt der Term $\frac{1}{2} \mu_0 M_s^2$ lediglich eine Näherung der Formanisotropie durch die magnetischen Oberflächenladungen dar. Über dies treten auch magnetische Volumenladungen auf [481], wenn aufgrund der DMI

keine reine Blochwand vorliegt. In dem betrachteten Fall mit $\Phi = 16,4^\circ$ liegt tatsächlich eher eine Néelwand als eine Blochwand vor, sodass die Domänenwand Volumenladungen erzeugt, die wiederum eine Ausrichtung der Magnetisierung senkrecht zu der Filmebene begünstigen [481]. Folglich überschätzt der aus den Oberflächenladungen abgeleitete Term $\frac{1}{2}\mu_0 M_s^2$ die Formanisotropie leicht und damit auch K_u .

An dieser Stelle wird deutlich, dass die DMI auch Einfluss auf die Domänenwandbreite nimmt. Zwar ist die DMI konzeptionell unabhängig von der Breite einer Domänenwand, doch ruft sie Néelwände hervor, die entsprechend mit Volumenladungen verbunden sind. Damit vergrößert die DMI über die Streufeldenergie die Breite einer Domänenwand. Wie nebenstehend in der Abbildung 6.25 zu erkennen ist, ist dieser Effekt in der vorliegenden Arbeit verhältnismäßig gering. Gezeigt wird die über Simulationen ermittelte Breite einer Do-

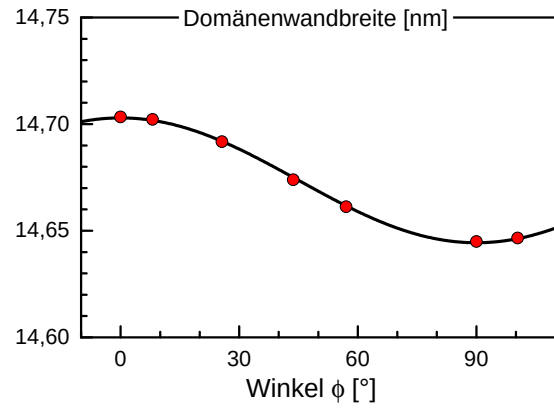


Abbildung 6.25: Abhängigkeit der Domänenwandbreite von dem Winkel Φ der Magnetisierung in der Domänenwand zu der Domänenwandnormalen.

mänenwand als Funktion des Winkels Φ zwischen der Magnetisierung in der Wand und der Wandnormalen. Die einzelnen Winkel werden durch unterschiedliche DMI-Konstanten D_s zwischen $-0,2 \text{ pJ/m}$ ($\Phi = 100^\circ$) und $1,2 \text{ pJ/m}$ ($\Phi = 0^\circ$) hervorgerufen und resultieren in einem Anisotropiebeitrag, der proportional zu $\cos^2(\Phi)$ ist. Ersichtlich ist jedoch, dass die simulierte Néelwand mit $D_s = 1,2 \text{ pJ/m}$ lediglich $0,06 \text{ nm}$ breiter ist als eine Blochwand für $D_s = 0 \text{ pJ/m}$.

Zumindest für den Parameterbereich, der in dieser Arbeit betrachtet wird, besitzt die DMI nur einen vernachlässigbaren Einfluss auf die effektive Anisotropie und damit die Domänenwandbreite. Die Formanisotropie wird im Wesentlichen durch die auftretenden Oberflächenladungen bestimmt und Volumenladungen besitzen nur einen geringen Einfluss. Da in dem Unterkapitel 6.1.5 ein fcc-Wachstum der Kobaltlagen auf Ir(111) gefunden wird, ist, wie bereits in dem Unterkapitel 2.1.3 herausgearbeitet wurde, eine vernachlässigbare magnetokristalline Anisotropie $K_{me} < 0,01 \text{ MJ/m}^3$ zu erwarten, die selbstverständlich keiner uniaxialen, sondern einer kubischen Anisotropie entstammt. Der zuvor bestimmte

Wert lässt sich daher auf die Grenzflächenanisotropie und die magnetoelastische Anisotropie zurückführen.

Noch ungeklärt ist, inwiefern auf der anderen Seite die Domänenwandbreite bzw. die Anisotropie ihrerseits Einfluss auf eine Bestimmung der DMI nimmt. Damit stellt sich die Frage, wie robust die Bestimmung der DMI ist, wenn die Domänenwandbreite bzw. die Anisotropie wie bspw. in [48, 96, 97, 99] nicht genau bestimmt werden kann. Betrachtet man die Gleichung 2.31 von Lemesh *et al.* [147], so würde für die verwendeten Schichten beispielsweise eine Verdopplung der Domänenwandbreite durch eine entsprechende Reduktion der Anisotropie K_{eff} zu einer Überschätzung der DMI von lediglich 1,8% führen und damit immer noch unterhalb der experimentellen Genauigkeit in Abschnitt 6.2.2 liegen. Auch numerische Berechnungen deutlich breiterer Domänenwände (≈ 150 nm) [48, 96, 97, 99] kommen zu einem vergleichbaren Resultat, dass nur eine vernachlässigbare Abhängigkeit des Winkels Φ von der Wandbreite besteht. So finden beispielsweise Chen *et al.* [97], dass eine fälschliche Verwendung einer Domänenwandbreite von 240 nm anstelle von 160 nm lediglich zu einem Fehler in der DMI-Bestimmung von 1% führt. Doch sowohl die analytischen Gleichungen von Tarasenko *et al.* [146] und Lemesh *et al.* [147] als auch die numerischen Berechnungen in [48, 96, 97, 99] nehmen an, dass sämtliche Domänenwände das Profil einer Blochwand besitzen. Wie im Folgenden dargelegt wird, ist diese Annahme, insbesondere wenn eine Néelwand mit einer Breite von rund 150 nm betrachtet wird, jedoch nicht mehr gerechtfertigt.

Variation der Domänenwandbreite Das zuvor in der Abbildung 6.23 für Co/Ir(111) simulierte Domänenwandprofil (Datenpunkte) kann relativ gut durch das Profil einer Blochwand (Linien, vgl. Gleichung 6.7) angepasst und beschrieben werden, obwohl der Winkel Φ mit $16,4^\circ$ eine deutliche Néelorientierung der Wand aufzeigt (Blochwand bei $\pm 90^\circ$; Néelwand bei 0° oder 180°). Wie Thiaville *et al.* [22] herausstellen, ist das Blochwandprofil auch unter Einfluss der DMI sehr exakt im Zentrum einer solchen Domänenwand, aber beschreibt nicht das Auftreten von sogenannten Schwänzen, die sich weit von der DW erstrecken und bereits von Systemen mit einer Magnetisierung in der Filmebene hinlänglich bekannt sind [57]. Man beachte, dass in den bisher durchgeführten Simulationen diese Schwänze nicht sichtbar sind, weil deutlich höhere Anisotropien vorliegen, als typischerweise in Systemen mit einer Magnetisierung in der Filmebene. Offenkundig

weicht das Domänenwandprofil einer Néelwand erst signifikant von dem Profil einer Blochwand ab, wenn geringere Anisotropien und damit breitere Domänenwände auftreten. So lässt sich näherungsweise abschätzen [57], dass die Schwanzlänge l_{Schwanz} einer Néelwand gemäß

$$l_{\text{Schwanz}} \approx 0,28\mu_0 \frac{M_s^2}{K_{\text{eff}}} t \quad (6.11)$$

von der Sättigungsmagnetisierung M_s , der effektiven Anisotropie K_{eff} und der Schichtdicke t abhängt.

Die Abbildung 6.26 zeigt beispielhaft ein Néelwandprofil, das mit einer deutlich reduzierten Anisotropie von $K_u = 1,3018 \text{ MJ/m}^3$ und einer Kobaltschichtdicke von 9,5 ML simuliert wurde. Die getroffene Wahl der uniaxialen Anisotropie K_u resultiert in einer minimalen effektiven Anisotropie $K_{\text{eff}} \approx 0,04 \text{ MJ/m}^3$, sodass breite Domänenwände mit Schwänzen zu erwarten sind. Obwohl die Austauschsteifigkeit A und die DMI-Konstante D_s gegenüber dem zuvor simulierten Fall nicht verändert wurden, liegt nun eine reine Néelwand vor. Verändert wurde die Anisotropie und damit die Domänenwandbreite, sowie geringfügig die Schichtdicke. Durch die Erhöhung der Schichtdicke t in der Simulation von 9 ML auf 9,5 ML wird das Gleichgewicht konzeptionell zusätzlich zugunsten einer Blochwand verschoben, da zum einen die DMI entsprechend $D = D_s/t$ reduziert wird und zum anderen die Streufeldenergiedifferenz zwischen der Néel- und der Blochwand gemäß Gleichung 6.3 proportional zu $\propto t$ ansteigt. Durch die Absenkung der Anisotropie liegt jedoch eine Néelwand mit deutlich ausgeprägten Schwänzen vor, sodass an dieser Stelle die Grenzen des zuvor vorgestellten Modells erreicht werden.

Durch das Ausbilden der Schwänze wird die Streufeldenergie einer Néelwand reduziert, indem magnetische Volumenladungen über eine größere Distanz verteilt werden. Wird daher fälschlicherweise die Streufeldenergie einer Néelwand basierend auf einem Blochprofil berechnet, so führt dies unweigerlich zu einer Überschätzung der Néelwandenergie und damit auch der DMI. Direkt ersichtlich ist, dass die Schwänze in einer Néelwand an Einfluss gewinnen, wenn die Anisotropie reduziert wird bzw. breitere Domänenwände betrachtet werden. Damit stellt sich die Frage, bis zu welchem Punkt die Annahme eines Blochprofils für die vorliegenden Domänenwände gerechtfertigt ist. Ein solches Profil wird sowohl den analytischen Rechnungen von Tarasenko *et al.* [146] und Lemesh *et al.* [147] zugrunde gelegt, aber auch in numerischen Rechnungen der Streufeldenergiedifferenz zwischen einer Bloch- und einer Néelwand betrachtet [48, 96, 97, 99].

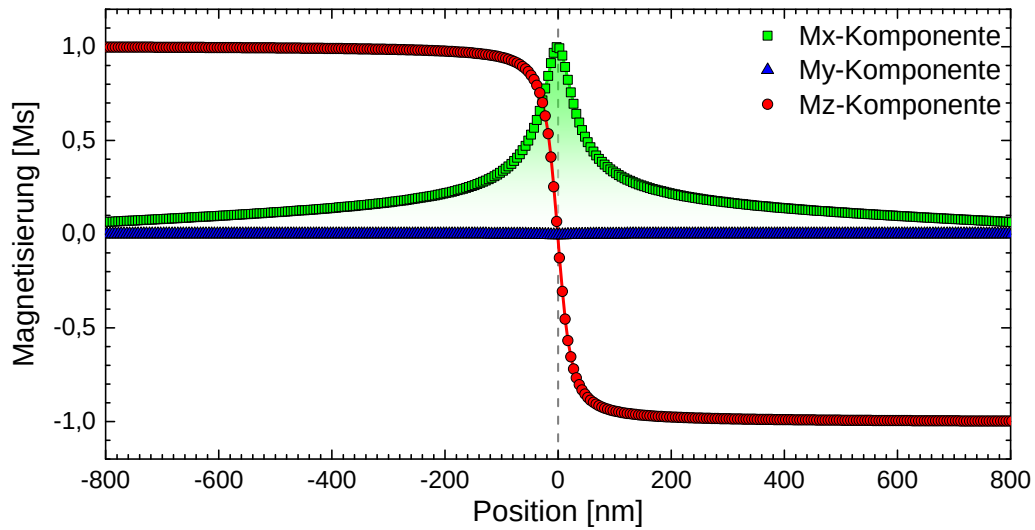


Abbildung 6.26: Simuliertes Wandprofil bei einer Kobaltschichtdicke von 9,5 ML und einer Anisotropie K_u von 1,3018 MJ/m³. Die Magnetisierung rotiert in der x - z -Ebene, sodass eine reine Néelwand vorliegt, die charakteristische Schwänze an beiden Seiten ihrer Kernregion ausbildet.

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit sowie diversen anderen Untersuchungen [48, 96, 97, 99] wird der Winkel Φ der Magnetisierung in einer Domänenwand genutzt, um daraus Aussagen bezüglich der DMI abzuleiten. Es ist daher notwendig zu wissen, wie stark der gemessene Winkel Φ tatsächlich von der Breite einer Domänenwand abhängt. In der Abbildung 6.27 wird Φ als Funktion der Wandbreite für drei verschiedene DMI-Konstanten ($D_s = 0,7$ pJ/m blauer Datensatz, $D_s = 1,065$ pJ/m roter Datensatz und $D_s = 1,2$ pJ/m grüner Datensatz) aus Simulationen bestimmt. Weiterhin wird den Simulationen eine Austauschsteifigkeit A von 28,3 pJ/m und eine Kobaltschichtdicke von 9,5 ML $\hat{=}$ 1,94 nm zu Grunde gelegt. Einzig die Anisotropie wird variiert, sodass unterschiedliche Domänenwandbreiten in den Simulationen betrachtet werden können.

In Néelwänden mit deutlich ausgeprägten Schwänzen, wie sie bspw. in der Abbildung 6.26 zu sehen sind, treten zwei charakteristische Längenskalen auf. Zum einen besteht eine relativ komprimierte Kernregion, die weiterhin ein Blochprofil besitzt, und zum anderen bilden sich Schwänze aus, die sich entsprechend dem Verhältnis aus Streufeldenergie und Anisotropie deutlich weiter erstrecken können [57]. An dieser Stelle wird daher die Domänenwandbreite als die Breite eines Blochprofils, das in der zentralen Kernregion angepasst wird, definiert. Um unerwünschte Effekte durch das Simulationsgitter zu vermeiden, ist es des Weiteren erforderlich, Gitter- und Zellengröße in den Simulationen entsprechend

an die Wandbreiten anzupassen. Verschiedene Simulationsgitter werden in der Abbildung 6.27 durch unterschiedliche Formen kenntlich gemacht (siehe Bildunterschrift). Die breiten, schattierten Linien dienen einzig als optische Führungen (*guide to the eye*), denen kein Modell zu Grunde liegt. Die gepunkteten Linien beschreiben den Verlauf, der sich aus der Gleichung von Lemesh *et al.* [147] ableitet.

Den gezeigten Daten lässt sich entnehmen, dass Φ nicht gänzlich unabhängig von der Domänenwandbreite ist, sondern sowohl für sehr geringe als auch für sehr große Domänenwandbreiten sich das Gleichgewicht zugunsten einer Néelwand ($\Phi = 0^\circ$) verschiebt. Wie die Gleichung von Lemesh *et al.* [147] beschreibt, verringert sich, wenn die Wandbreite in die Nähe der Schichtdicke kommt, der Einfluss der Volumenladungen einer Néelwand und diese wird energetisch etwas günstiger als zuvor. Dies wird in der Abbildung 6.27 bzw. in [147] als Grenzfall einer dicken Schicht bezeichnet. Auf der anderen Seite reduziert eine Néelwand für große Wandbreiten ihre Energie, indem sie zunehmend Schwänze ausbildet. Dieser Effekt wurde bisher nicht betrachtet und tritt erkennbar nur für sehr breite Domänenwände auf. Er ist im Rahmen der vorliegenden Arbeit daher nicht relevant und die Annahme, dass sämtliche Domänenwände ein Blochwandprofil besitzen ist an dieser Stelle gerechtfertigt. Man beachte, dass der in Abbildung 6.27 betrachtete Winkel Φ insbesondere bei kleinen Winkeln ein sehr sensibles Maß des Wechselspiels aus DMI und Streufeldenergie darstellt. So resultiert in der zuvor betrachteten Situation für Co/Ir(111) eine Winkeländerung um 10° lediglich in einer Fehleinschätzung der DMI von 2%. Allein durch die Schichtdickenkalibrierung ergibt sich in Abschnitt 6.2.2 bereits eine experimentelle Genauigkeit von 4%. Dies erklärt auch, warum bei kleinen Winkeln die deutlich sichtbaren Differenzen zwischen den simulierten Daten und dem berechneten Verlauf (gestrichelte Kurve) sich nur in leicht abweichenden DMI-Bestimmungen äußern.

Es lässt sich daher schließen, dass der Einfluss der Domänenwandbreite auf die Bestimmung der DMI für alle in der vorliegenden Arbeit betrachteten Schichten vergleichsweise gering ist. Wenn deutlich dickere Schichten, bspw. in Multilagen, betrachtet werden, ist anzunehmen, dass dies nicht mehr gewährleistet ist. Dieser Effekt wurde bereits von Lemesh *et al.* [147] mit der Gleichung 6.6 beschrieben. In einem solchen Fall ist jedoch oftmals auch die Annahme, dass eine in der z-Richtung homogene Wand vorliegt, nicht mehr gerechtfertigt, da Domänenwände an den Oberflächen dann zunehmend sogenannte Néelkappen als Folge der Streufeldenergieminimierung ausbilden [41, 364, 390, 482–484]. Auch gilt die

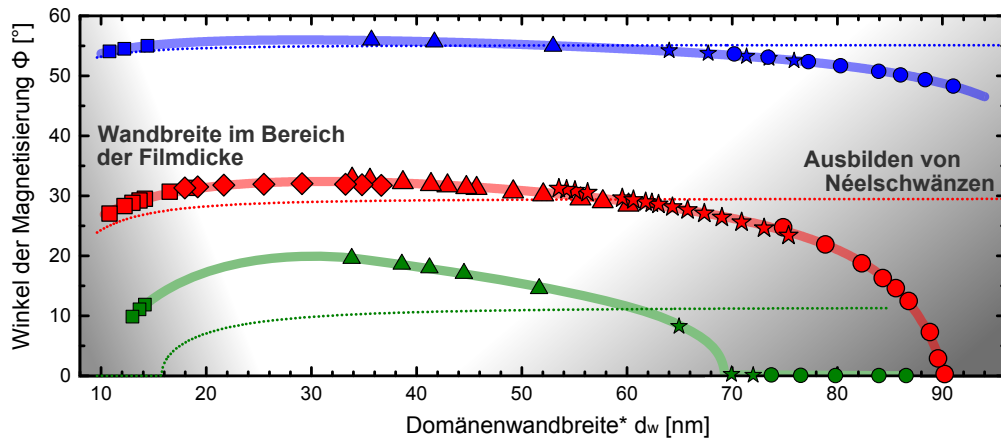


Abbildung 6.27: Winkel Φ der Magnetisierung in einer Domänenwand als Funktion der Domänenwandbreite, die durch eine Variation der uniaxialen Anisotropie eingestellt wird. Da mit fallender Anisotropie bzw. zunehmender Domänenwandbreite sich Schwänze an beiden Seiten einer Néelwand ausbilden, wird die Domänenwandbreite an dieser Stelle als die Breite eines Blochprofils, das in der zentralen Kernregion angepasst wird, definiert. Diese modifizierte Definition wird durch * kenntlich gemacht. Der blaue, rote und grüne Datensatz entstammt verschiedenen DMI-Konstanten D_s von 0,7 pJ/m, 1,065 pJ/m und 1,2 pJ/m. Um unerwünschte Effekte durch das Simulationsgitter zu vermeiden, werden Gitter- und Zellengröße an die Wandbreiten angepasst. Während $\blacksquare$ dem bisher genutzten Gitter entspricht und bspw. eine Periode von 500 nm mit einer Zellenlänge von 0,5 nm in der x -Richtung aufweist, sind sämtliche Gitterabmaße für $\blacklozenge$ um einen Faktor 2, für $\blacktriangle$ um einen Faktor 4, für $\star$ um einen Faktor 7 und für $\bullet$ um einen Faktor 10 größer. Die breiten, schattierten Linien dienen einzig als optische Führungen (guide to the eye), denen kein Modell zu Grunde liegt. Die gepunkteten Linien beschreiben den Verlauf, der sich aus der Gleichung von Lemesh et al. ableitet. Die simulierten Daten zeigen, dass Φ nicht unabhängig von der Domänenwandbreite ist, sondern sowohl für sehr geringe als auch für sehr große Domänenwandbreiten sich zugunsten einer Néelwand ($\Phi = 0^\circ$) verschiebt. Als Ursache lässt sich für geringe Wandbreiten, wie Lemesh et al. beschreiben, die abnehmende Bedeutung der Volumenladungen einer Néelwand ausmachen, wenn die Domänenwandbreite in die Nähe der Schichtdicke kommt. Auf der anderen Seite kann eine Néelwand für große Wandbreiten ihre Energie reduzieren, indem sie zunehmend Schwänze ausbildet. In der Konsequenz knicken die Kurven in beiden Extremfällen ab und sind dazwischen nahezu konstant.

Annahme, dass ein Blochwandprofil für die Beschreibung der Domänenwände verwendet werden kann, nur für hinreichend schmale Domänenwände. Bezüglich der Kobaltschichten in der vorliegenden Arbeit lässt sich bei einer Wandbreite oberhalb von 70 nm ausmachen, dass das Ausbilden von Schwänzen die Energie einer Néelwand signifikant reduziert und die DMI in einem solchen Fall überschätzt wird. Domänenwandbreiten oberhalb von 70 nm werden jedoch typischerweise nicht in einem dünnen, ferromagnetischen Film beobachtet, da selbst wenn die erste Ordnung der uniaxialen Anisotropie entsprechend klein wird, weitere Ordnungen nicht vernachlässigbar sind und Domänenwände daher nicht beliebig breit werden [485, 486]. Die angegebene Wandbreite von 70 nm bezieht sich als Richtlinie jedoch nur auf die betrachteten Kobaltschichten mit einer Schichtdicke von 9,5 ML. Gemäß der Gleichung 6.11 skaliert das Ausbilden von Néelschwänzen quadratisch zu der Sättigungsmagnetisierung M_s , proportional zu der Schichtdicke t und antiproportional zu der effektiven Anisotropie K_{eff} . An dieser Stelle muss der Aussage von Chen *et al.* [97] widersprochen werden, die finden, dass eine fälschliche Verwendung einer Domänenwandbreite von 240 nm anstelle von 160 nm lediglich zu einem Fehler in der DMI-Bestimmung von 1% führt. Letztere leiten diese Aussage aus einer numerischen Rechnung ab, in der angenommen wird, dass die Domänenwände stets ein Blochprofil besitzen. Wie zuvor jedoch gezeigt werden konnte, ist diese Annahme für derart breite Domänenwände nicht gerechtfertigt.

Domänenwände in Co/Pt(111) Mithilfe von numerischen Simulationen sollen an dieser Stelle noch einmal die in Abschnitt 6.2.1 getroffenen Aussagen bezüglich der DMI und der Anisotropie von Co/Pt(111) hinterfragt werden. Zuvor wurde experimentell für eine Kobaltbedeckung von 7 ML auf Pt(111) eine Domänenwandbreite von $d_w = (27 \pm 2)$ nm bestimmt. Dabei wurden ausschließlich reine Néelwände ($\Phi = 180^\circ$) beobachtet.

In der Abbildung 6.28 wird der Winkel Φ der Magnetisierung in einer Domänenwand als Funktion der DMI-Konstanten D_s gezeigt. Die violette und schwarze Kurve stellen jeweils den analytisch berechneten Zusammenhang (Gleichung 6.3) mittels der Streufeldenergieberechnung aus Gleichung 6.5 von Tarasenko *et al.* [146] sowie mittels der Gleichung 6.6 von Lemesh *et al.* [147] dar. Die roten Kreise entsprechen den gewonnenen Daten aus mikromagnetischen Simulationen. Mittels dieser Simulationen lässt sich aus der Beobachtung einer Néelwand bei einer Kobaltbedeckung von 7 ML für die DMI

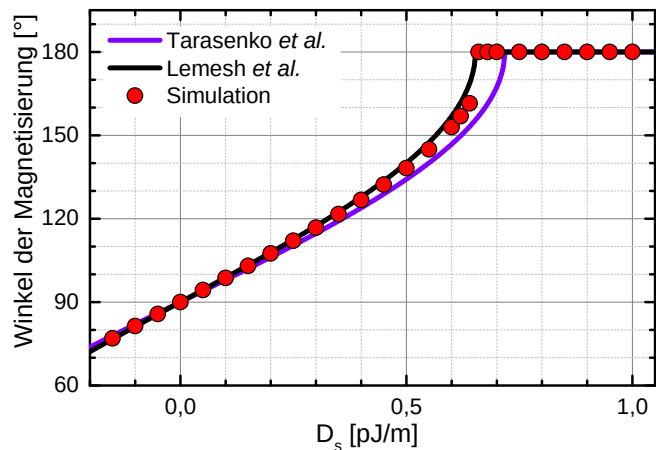


Abbildung 6.28: Winkel der Magnetisierung in einer Domänenwand gegenüber der Domänenwandnormalen als Funktion der DMI-Konstanten D_s . Gegenübergestellt werden analytische Berechnungen basierend auf der Gleichung 6.5 von Tarasenko *et al.* [146] (violette Kurve) sowie mittels der Gleichung 6.6 von Lemesh *et al.* (schwarze Kurve) und Resultate einer mikromagnetischen Simulation (rote Kreise).

$$D_s > 0,64 \text{ pJ/m} \quad (6.12)$$

ableiten. Während für $D_s = 0,64 \text{ pJ/m}$ noch ein Winkel Φ von 161° gefunden wird, befindet sich der nächste Datenpunkt ($D_s = 0,66 \text{ pJ/m}$) bereits bei $\Phi = 180^\circ$. Die schwarze Kurve, die auf dem Ausdruck von Lemesh *et al.* [147] basiert, stimmt in ihrem Verlauf weitestgehend mit den simulierten Daten überein und liefert einen Wert von $D_s > 0,65 \text{ pJ/m}$. Leichte Unterschiede lassen sich lediglich in einem Winkelbereich von 150° bis 180° ausmachen, in welchem die simulierten Daten etwas geringere Werte einnehmen als das Modell von Lemesh *et al.*. Die violette Kurve überschätzt basierend auf Gleichung 6.5 von Tarasenko *et al.* [146] die DMI etwas und führt zu $D_s > 0,72 \text{ pJ/m}$. Dieses zeigt damit, dass

die Untergrenze, die in Abschnitt 6.2.1 für Co/Pt(111) abgeleitet wurde um rund 10% zu hoch angesetzt wurde.

Neben der Bestimmung bzw. Abschätzung der DMI bieten die mikromagnetischen Simulationen auch die Möglichkeit die uniaxiale Anisotropie K_u aus der experimentell bestimmten Domänenwandbreite abzuleiten. In dem Abschnitt 6.2.1 wird aus der Domänenwandbreite $d_w = (27 \pm 2) \text{ nm}$ mit einer Austauschsteifigkeit von $A = 28 \text{ pJ/m}$ bei 7 ML-Kobaltbedeckung eine effektive Anisotropie K_{eff} von $(0.38 \pm 0.04) \text{ MJ/m}^3$ abgeleitet. Analog wie zuvor ausführlich für Co/Ir(111) diskutiert, kann mittels der Simulationen unter Vernachlässigung höherer Anisotropieordnungen ($K_2, K_3, \dots$) ein Wert von

$$K_u = (1,62 \pm 0,04) \text{ MJ/m}^3 \quad (6.13)$$

abgeleitet werden. Gemäß Gleichung 2.17 setzt sich dieser Wert aus der magnetokristallinen Anisotropie K_{kri} , der magnetoelastischen Anisotropie K_{me} und einem Beitrag der Grenzflächenanisotropie K_s , der eine $1/t$ -Abhängigkeit aufweist, zusammen. Da aus Abschnitt 6.1.6 bekannt ist, dass das Kobalt in einer hcp-Anordnung wächst, lässt sich für K_{kri} ein Literaturwert von $5,1 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$ [74] ansetzen. Unter Vernachlässigung der magnetoelastischen Anisotropie folgt daher eine Grenzflächenanisotropie von

$$K_s = (1,6 \pm 0,1) \text{ mJ/m}^2. \quad (6.14)$$

Dieser Wert ist als eine Abschätzung der Grenzflächenanisotropie von Co/Pt(111) anzusehen, da die magnetoelastische Anisotropie K_{me} an dieser Stelle nicht notwendig vernachlässigbar ist. Als Funktion der Verzerrung des Kobaltgitters kann K_{me} eine komplexe Schichtdickenabhängigkeit aufweisen [487], die für eine genaue Bestimmung von K_{me} und folglich K_s bekannt sein muss. Da die Kobaltlagen auf einer Pt(111)-Oberfläche durch das größere Platingitter in der Filmebene gestreckt und folglich senkrecht dazu gestaucht werden, lässt sich direkt aus den Gleichungen von Sander *et al.* [84] eine positive magnetoelastische Anisotropie ableiten, die eine Ausrichtung der Magnetisierung senkrecht zur Filmebene begünstigt. Entsprechend lässt sich davon ausgehen, dass der in Gleichung 6.14 angegebene Wert eine Überschätzung der Grenzflächenanisotropie darstellt und insofern belastbar als Obergrenze angesehen werden kann. Zum Vergleich dazu machen McGee *et al.* [462] an einem epitaktisch gewachsenen Pt/Co/Pt(111)-System mit einer variierenden Kobaltschichtdicke zwischen 4 ML und 8 ML eine effektive Volumenanisotropie $K_{V, \text{eff}} = K_{\text{kri}} + K_{\text{me}} - \frac{\mu_0}{2} M_s^2$ von $-0,77 \text{ MJ/m}^3$ aus, die entsprechend

für $K_{\text{kri}} = 5,1 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$ mit einer geringen magnetoelastischen Anisotropie K_{me} von $0,02 \text{ MJ/m}^3$ verbunden ist. Diese Messung von $K_{\text{V, eff}}$ an einem gleichwertigen System rechtfertigt die Vernachlässigung der magnetoelastischen Anisotropie. Nicht auszuschließen ist jedoch, dass sowohl in dieser Arbeit als auch in der Untersuchung von McGee *et al.* die magnetoelastische Anisotropie einen effektiven Beitrag zu der Grenzflächenanisotropie K_s liefert. Hierfür spricht auch, dass der bestimmte Wert für K_s mit einer deutlich höheren Anisotropie verknüpft ist, als sie mittels SPSTM an einer Kobaltmonolage auf Pt(111) abgeleitet wird [480]. Der höhere Wert von $K_s = 2,3 \text{ mJ/m}^2$, den McGee *et al.* [462] an Pt/Co/Pt(111) messen³⁰, lässt sich wiederum durch die zwei Co/Pt-Grenzflächen in [462] anstelle von einer Co/Pt-Grenzfläche in der vorliegenden Arbeit erklären. Der zu dieser Arbeit doppelte Wert wird von McGee *et al.* [462] nicht beobachtet, was sich durch strukturell nicht identische Pt/Co- und Co/Pt-Grenzflächen erklären lässt.

6.2.4 DMI-Bestimmung aus der Untersuchung einer Domänenwand in der Literatur

Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte DMI-Bestimmung über den Winkel der Magnetisierung in einer Domänenwand ermöglicht die Untersuchung der DMI von nahezu idealen Grenzflächen. Insbesondere wurde in dieser Arbeit der kontinuierliche Übergang von einer Blochwand, wenn keine DMI vorhanden ist, zu einer reinen Néelwand, wenn eine ausreichend hohe DMI vorhanden ist, genutzt. Explizit zeigten die analytischen Rechnungen in dieser Arbeit sowie in [22, 146, 147, 388], dass ein kontinuierlicher Übergang zwischen Néel- und Blochwänden vorhanden sein sollte. Dies konnte im Rahmen der vorliegenden Arbeit mittels mikromagnetischer Simulationen geprüft und bestätigt werden. Die Anwesenheit eines solchen kontinuierlichen Zwischenbereichs zwischen einer Néel- und einer Blochwand konnte zudem in dieser Arbeit experimentell an Co/Ir(111) nachgewiesen werden und wurde zuvor auch in [96, 99, 477] experimentell beobachtet.

Neben Resultaten aus der vorliegenden Arbeit lassen sich auch in der Literatur mehrere Publikationen [48, 96, 97, 99] finden, in denen federführend Dr. Chen und Dr. Schmid gemeinsam mit verschiedenen Koautoren den Winkel der Magnetisierung in einer Do-

³⁰In diesem Artikel mit zwei Co/Pt-Grenzflächen ist K_s abweichend zu dieser Arbeit definiert, sodass sich ein Faktor 2 zwischen den Definitionen ergibt.

mänenwand abbilden, um daraus Aussagen über die DMI abzuleiten. Da die zitierten Untersuchungen mittels SPLEEM anders als in dieser Arbeit ausgewertet werden, wird im Folgenden auf die nicht korrekte Auswertung³¹ in [48, 96, 97, 99] eingegangen. Obwohl unter anderem auch SPLEEM-Messungen [96, 99] der genannten Autoren bestätigen, dass ein kontinuierlicher Übergang zwischen beiden Domänenwandtypen besteht (d.h. zwischen einer Néel- und einer Blochwand), wurde diese Tatsache in der Auswertung der Untersuchungen außer Acht gelassen und dadurch systematisch falsche DMI-Werte abgeleitet und veröffentlicht. Da die fehlerhafte Berechnung stets die gleiche ist, wird ausführlich auf die aktuelle Veröffentlichung [99] der Wissenschaftler eingegangen und dann für die anderen zitierten Veröffentlichung lediglich eine Korrektur ohne ausführliche Erläuterungen vorgenommen.

Stellungnahme zu: [99] *H. Yang et al., Significant Dzyaloshinskii–Moriya interaction at graphene–ferromagnet interfaces due to the Rashba effect, Nat. Mater. 17, 605 (2018).*

Die Abbildung 6.29a) zeigt in einem Histogramm die Verteilung der gemessenen Winkel³² Φ , die Yang *et al.* [99] mittels SPLEEM an Gr/Co/Ru(0001) für vier verschiedene Kobaltschichtdicken bestimmen (Gr steht in der zitierten Veröffentlichung für Graphen). Eine korrespondierende SPLEEM-Aufnahme für eine Kobaltschichtdicke von 3,9 ML ist in der Abbildung 6.29b) zu finden. In dem Falschfarbbild wurde die Magnetisierung der Domänenwände entsprechend dem nebenstehenden Farbkreis kodiert, sodass die Magnetisierung gegen den Uhrzeigersinn (anticlockwise) rotiert und die DMI der untersuchten Probe positiv ist.

Die Teilabbildung 6.29c) wurde im Rahmen dieser Arbeit aus den Daten in Teilabbildung 6.29a) erstellt. Die farbigen Quadrate entsprechen den einzelnen Maxima der Verteilungen, deren Position durch Pfeile markiert wurden. Da bei einer Kobaltschichtdicke von 5,7 ML (der grüne Datensatz) eines der Maxima nur sehr ungenau bestimmt werden konnte, wurde das entsprechende Quadrat in Teilabbildung 6.29c) in den Hintergrund gestellt

³¹Da sowohl G. Chen als auch A. Schmid auf mehrere Kontaktversuche nicht reagierten, konnte die nachfolgende Diskussion weder mit diesen abgestimmt noch diskutiert werden und erfolgt ohne deren Einvernehmen.

³²Die Definition des Winkels α in [99] weicht zu der Definition von Φ in der vorliegenden Arbeit ab, sodass die Daten entsprechend der Definition in dieser Arbeit angepasst wurden.

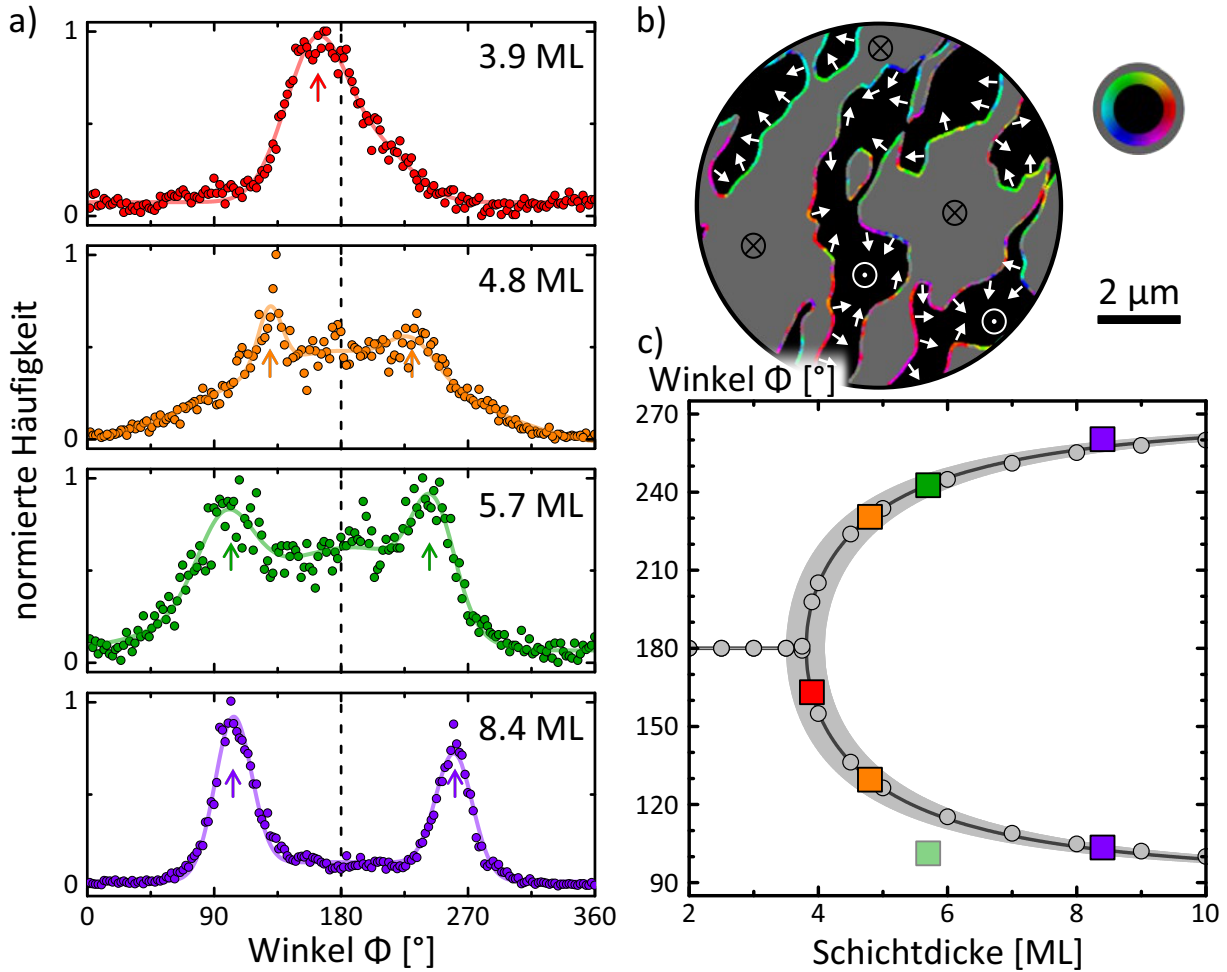


Abbildung 6.29: Bestimmung der DMI von Gr/Co/Ru(0001) aus den Daten von Yang et al. [99]. In der Teilabbildung a) werden in vier Histogrammen die Verteilung der gemessenen Winkel Φ einer Domänenwand relativ zu der Domänenwandnormalen für verschiedene Kobaltschichtdicken dargestellt. Die Teilabbildung b) gibt eine SPLEEM-Aufnahme aus [99] für eine Kobaltschichtdicke von 3,9 ML exemplarisch wieder, die eine Rotation der Magnetisierung gegen den Uhrzeigersinn erkennen lässt. Die Teilabbildung c) wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit aus den Daten in Abbildung a) erstellt. Die farbigen Quadrate geben die Winkel Φ , die die Maxima in den Histogrammen darstellen, in Abhängigkeit der Schichtdicke wieder. Über Gleichung 2.31 mit dem Ausdruck 2.33 für die Streufeldenergieberechnung (schwarze Linie) sowie mikromagnetischen Simulationen (graue Kreise) lässt sich die DMI aus diesem Verlauf bestimmen. Das graue Band im Hintergrund visualisiert eine Unsicherheit von 15%.

und in der weiteren Betrachtung nicht berücksichtigt. Die aus den Messungen gewonnenen Daten wurden durch die Gleichung 2.31 mit dem Ausdruck 2.33 von Lemesh *et al.* [147] angepasst (schwarze Linie), die einen Wert von

$$D_s = 0,21 \text{ pJ/m.} \quad (6.15)$$

liefert. Der grau unterlegte Streifen im Hintergrund visualisiert dabei eine konservativ geschätzte Unsicherheit von 15%. Da Yang *et al.* [99] ihrer Berechnung eine Domänenwandbreite von 150 nm zugrunde legen, wurde für die Rechnung in dieser Arbeit basierend aus der Gleichung 2.31 eine Anisotropie K_u von $1,316 \text{ MJ/m}^3$ angesetzt, die nur minimal größer als die Formanisotropie $\frac{\mu_0}{2} M_s^2 = 1,303 \text{ MJ/m}^3$ ist und mit $A = 30 \text{ pJ/m}$ zu der gleichen Domänenwandbreite führt. Ebenso liefert allerdings auch eine Domänenwandbreite unterhalb von 15 nm bzw. eine Anisotropie K_u oberhalb von $2,8 \text{ MJ/m}^3$ den zuvor angegebenen Wert der DMI. Ursache für diese scheinbare Unabhängigkeit von K_u ist, dass die Gleichung 2.33 nur eine sehr schwache Abhängigkeit von der Domänenwandbreite aufweist. Wie bereits zuvor im Unterkapitel 6.2.3 ausgearbeitet wurde, ist dies jedoch lediglich ein Artefakt der Gleichung 2.33, das aus der Annahme eines Blochwandprofils für die Domänenwände resultiert. Für derart breite Wände tritt jedoch eine signifikante Abweichung durch ein verändertes Wandprofil auf, da sich sogenannte Schwänze an beiden Seiten der Domänenwände bilden (siehe Abbildung 6.26), die das Energiegleichgewicht zugunsten einer Néelwand verschieben.

Yang *et al.* [99] beobachten in ihrer Untersuchung allerdings gar keine 150 nm breiten Wände, sondern veranschlagen diesen Wert offensichtlich nur für ihre Berechnungen. Insbesondere über den in [99] betrachteten Schichtdickenbereich von 3,9 ML bis 8,4 ML sind derart breite Domänenwände mit zudem konstant bleibender Breite nicht plausibel³³. Die Tatsache, dass dieselben Wissenschaftler auch in anderen Proben von denselben breiten Wänden ausgehen [48, 96, 97] lässt darauf schließen, dass Yang *et al.* [99] schlicht eine nicht passende Wahl der Wandbreite für ihre Berechnungen getroffen haben und

³³Derart breite Domänenwände können nur auftreten, wenn die effektive Anisotropie verschwindend gering ($\approx 10^4 \text{ J/m}^3$) ist. Allein um die uniaxiale Anisotropie $K_v + K_s/t$ für Schichtdicken von $t = 3,9 \text{ ML}$ bis $8,4 \text{ ML}$ minimal über der Formanisotropie ($-\mu_0/2 M_s^2 \approx 1,3 \text{ MJ/m}^3$) zu halten, müsste K_s folglich nahezu verschwinden und K_v unrealistisch groß sein. Dieselbe Arbeitsgruppe berichtet in [488, 489] jedoch von einer vergleichsweise großen Grenzflächenanisotropie der Co/Graphen-Grenzfläche ($K_s = 1,4 \text{ mJ/m}^2$).

tatsächlich deutlich schmalere Domänenwände in ihren Proben vorliegen. Wie zuvor in dem Abschnitt 6.2.3 ausgearbeitet wurde, fällt eine zu hoch angesetzte Domänenwandbreite jedoch nicht ins Gewicht, wenn man wie Yang *et al.* [99] auch ein Blochprofil für derart breite Domänenwände ansetzt. Unabhängig davon, dass diese Annahme für solch breite Wände nicht mehr gerechtfertigt ist, führt dies jedoch dazu, dass die unpassenden Wandbreiten nicht in einer fehlerhaften Bestimmung der DMI resultieren. Für deutlich schmalere Wände (vgl. Abschnitt 6.2.3) lässt sich die getroffene Aussage, dass der Einfluss der Domänenwandbreite vernachlässigbar gering ist, bestätigen.

Die grauen Kreise, die in Abbildung 6.29c) zu finden sind, entstammen einer in dieser Arbeit durchgeführten mikromagnetischen Simulation, die mit einer DMI-Konstanten von

$$D_s = 0,26 \text{ pJ/m} \quad (6.16)$$

am besten die experimentellen Daten widerspiegelt. Verwendet wurde dabei eine effektive Anisotropie von $K_{\text{eff}} = 0,26 \text{ MJ/m}^3$, die abhängig von der Schichtdicke Domänenwandbreiten zwischen 26 nm und 38 nm erzeugt. Da diesbezüglich jedoch keine genauen Daten von Yang *et al.* [99] vorliegen, ist an dieser Stelle nur eine grobe Abschätzung möglich und geringe Abweichung des abgeleiteten Wertes für abweichende Wandbreiten sind nicht auszuschließen. Wie zuvor diskutiert, ist für typische Wandbreiten die DMI allerdings verhältnismäßig unabhängig von dem exakten Wert der Wandbreite.

Konservative Abschätzung der DMI Im Rahmen dieser Arbeit wurde bisher die analytische Gleichung 2.31 an gemessene Winkel Φ der Magnetisierung relativ zu der Domänenwandnormalen angepasst. Ebenso wurden mikromagnetische Simulationen durchgeführt und über ein Nachjustieren von D_s sowie K_u ebenfalls an die Messdaten angepasst, um die DMI zu bestimmen. Für eine grobe Abschätzung der DMI ist dieses Vorgehen selbstverständlich etwas unpraktisch, sodass im Folgenden eine Alternative aufgezeigt werden soll. Insofern bei einer Schichtdicke $t_{\text{Néel}}$ eine Néelwand beobachtet wird, folgt aus der Gleichung 2.31 direkt, dass

$$|D_s| \geq D_{\text{thr}}(t_{\text{Néel}}) \quad (6.17)$$

gilt. Wenn bei einer Schichtdicke $t_{k. \text{Néel}}$ dann keine Néelwand mehr beobachtet wird, folgt ebenso aus der Gleichung 2.31

$$|D_s| < D_{\text{thr}}(t_{k. \text{Néel}}). \quad (6.18)$$

Die Bedingung, dass bei einer Schichtdicke $t_{k. \text{ Néel}}$ keine Néelwand mehr beobachtet wird, bedeutet explizit nicht, dass notwendigerweise eine Blochwand ($\Phi = \pm 90^\circ$) vorliegen muss. Einzig muss im Experiment auszuschließen sein, dass eine reine Néelwand mit $\Phi = 0^\circ$ oder 180° vorliegt. In einer einfachen Abschätzung lässt sich aus beiden Bedingungen 6.17 und 6.18 folgern

$$D_{\text{thr}}(t_{\text{Néel}}) \leq |D_s| < D_{\text{thr}}(t_{k. \text{ Néel}}). \quad (6.19)$$

Die entsprechenden Werte für D_{thr} lassen sich über die Gleichungen 2.32 und 2.33 direkt berechnen. Eine Anpassung der Gleichung 2.31 an experimentell bestimmte Winkel, wie sie zuvor im Rahmen dieser Arbeit bspw. für Co/Ir(111) oder für die Daten aus [99] vorgenommen wurde, ist dann nicht nötig. Schätzt man basierend auf den Daten in Abbildung 6.29 daher ab, dass für eine Kobaltschichtdicke von rund 3,9 ML gerade der Übergang von einer reinen Néelwand zu einer néelartigen Wand stattgefunden hat, so lässt sich daraus

$$|D_s| \approx 0,22 \text{ pJ/m} \quad (6.20)$$

berechnen. Eine solche einfache Abschätzung, die nicht auf die akkurate Bestimmung von Wandwinkel basiert, versuchen die Forschungsgruppe um Chen und Schmid in mehreren Publikationen [48, 96, 97, 99] vorzunehmen. Dabei wird jedoch nicht beachtet, dass ein kontinuierlicher Übergang von einer Néel- zu einer Blochdomänenwand besteht. In den zitierten Veröffentlichungen ergibt sich, wie nachfolgend dargelegt wird, stets ein Fehler um einen Faktor von zwei.

Abschätzung der DMI von Chen, Schmid *et al.* Im Folgenden wird zunächst der Argumentation in den Publikationen [48, 96, 97, 99] gefolgt und auf die Schwierigkeiten des dort vorgenommenen Ansatzes hingewiesen. Insofern bei einer Schichtdicke $t_{\text{Néel}}$ reine Néelwände beobachtet werden, muss die Energie einer Néelwand geringer sein als die Energie einer Blochwand. Dementsprechend folgt aus der Gleichung 2.30

$$\pi |D(t_{\text{Néel}})| > \sigma_{\text{NB}}(t_{\text{Néel}}). \quad (6.21)$$

Mit der Definition 2.32 von D_{thr} und $D_s = D \cdot t$ folgt daraus

$$|D_s| > \frac{D_{\text{thr}}(t_{\text{Néel}})}{2} \quad (6.22)$$

Des weiteren argumentieren die Autoren, dass die Blochwand energetisch gegenüber der Néelwand begünstigt sein muss, insofern reine Blochwände bei der Schichtdicke t_{Bloch} vorliegen. Nach der Gleichung 2.30 folgt dann:

$$\pi |D| < \sigma_{\text{NB}} \quad (6.23)$$

$$|D_s| < \frac{D_{\text{thr}}(t_{\text{Bloch}})}{2} \quad (6.24)$$

Damit ergibt sich für die DMI die Abschätzung

$$\frac{D_{\text{thr}}(t_{\text{Néel}})}{2} < |D_s| < \frac{D_{\text{thr}}(t_{\text{Bloch}})}{2}, \quad (6.25)$$

die die genannten Wissenschaftler gleich in mehreren Veröffentlichungen [48, 96, 97, 99] nutzen. Konzeptionell ist diese Abschätzung nicht falsch, doch führt die falsche Annahme, dass entweder Néel- oder Blochwände energetisch am günstigsten sein müssen, zu einem falschen Gebrauch dieser Gleichung. Dies zeigt bereits ein Vergleich mit der zuvor abgeleitete Gleichung 6.19:

$$D_{\text{thr}}(t_{\text{Néel}}) < |D_s| < D_{\text{thr}}(t_{\text{k. Néel}}). \quad (6.26)$$

Insbesondere, wenn bei der Schichtdicke $t = t_{\text{Bloch}}$ eine Blochwand beobachtet wird, liegt keine Néelwand vor, sodass auch $t = t_{\text{k. Néel}}$ für eine Abschätzung verwendet werden kann. Die beiden Abschätzungen 6.25 und 6.26 weisen dann im direkten Vergleich einen Faktor zwei auf, der im Folgenden erklärt wird.

Die Untergrenze der Abschätzung 6.25 ist mit der Bedingung $|D_s| > D_{\text{thr}}/2$ korrekt, doch gilt gemäß der Abschätzung 6.26 eine noch stärkere Bedingung $|D_s| > D_{\text{thr}}$ für die Abschätzung der DMI-Konstante D_s nach unten. Die erstgenannte und schwächere Abschätzung wurde abgeleitet aus der Bedingung, dass, wenn eine Néelwand beobachtet wird, die Néelwand energetisch günstiger als die Blochwand sein muss. Die letztgenannte, stärkere Bedingung entstammt der Tatsache, dass, wenn eine Néelwand beobachtet wird, die Néelwand gegenüber allen Wandorientierungen energetisch am günstigsten ist. Explizit muss eine Néelwand mit bspw. $\Phi = 0^\circ$, insofern sie denn auftritt, nicht nur günstiger als eine Blochwand mit $\Phi = \pm 90^\circ$ sein, sondern auch als eine Domänenwand mit $\Phi = 45^\circ$, 20° , etc. Die Tatsache, dass diese Wände auftreten, demonstrieren unter anderem auch die Daten von Yang *et al.* [99] in der Abbildung 6.29.

Ebenso ist die abgeschätzte Obergrenze $|D_s| < D_{\text{thr}}(t_{\text{Bloch}})/2$ aus der Gleichung 6.25, für den Fall, dass eine reine Blochwand ($\Phi = \pm 90^\circ$) auftritt mathematisch vollkommen korrekt. Betrachtet man jedoch, bei welcher Schichtdicke t_{Bloch} in dünnen Schichtsystemen mit einer senkrechten Magnetisierung eine reine Blochwand auftritt, so wird die Grenze des zugrundegelegten Modells deutlich. Wie in dem Grundlagenkapitel 2.2.1 bereits dargelegt wurde, tritt eine reine Blochwand auf, wenn keine DMI vorhanden ist. Wie unter anderem die Simulationen und Rechnungen im Rahmen dieser Arbeit gezeigt haben, wird mit zunehmender Schichtdicke eine Néelwand kontinuierlich zu einer Blochwand überführt. Die exakte Lösung einer Blochwand mit $\Phi = \pm 90^\circ$ stellt jedoch den Grenzfall dar, der mathematisch erst für unendliche Schichtdicke³⁴ erreicht werden kann. Damit schätzt die Obergrenze in Gleichung 6.25 $|D_s| < \infty$ ab.

Im Experiment ist die Frage zu stellen, welche Aussagekraft die experimentellen Daten tatsächlich haben. In keinem Experiment und auch nicht in Simulationen kann wirklich eine reine Néel- ($\Phi = 0^\circ$ bzw. 180°) oder eine reine Blochwand ($\Phi = \pm 90^\circ$) beobachtet werden, sondern maximal eine solche Wand bis auf die Genauigkeit $\Delta\Phi$. Wie unter anderem an dem Verlauf in der Abbildung 6.29c) ersichtlich ist, besitzt die Genauigkeit $\Delta\Phi$ für Néelwände einen verhältnismäßig niedrigen Einfluss auf die Bestimmung der DMI, während für Blochwände geringste Unsicherheiten bereits einen sehr großen Einfluss nehmen. Nicht korrekt ist der Ansatz aus den Daten der Abbildung 6.29a), eine reine Blochwand bei einer Kobaltschichtdicke von 8,4 ML abzuleiten. Ungeachtet einer experimentellen Ungenauigkeit, die stets besteht, lässt sich schon mit dem bloßen Auge erkennen, dass hier keine reinen Blochwände vorliegen mit $\Phi = 90^\circ$ bzw. 270° , sondern tatsächlich Winkel um 100° und 260° naheliegen. Wie der abgebildete Verlauf in Abbildung 6.29c) erkennen lässt, besitzt an dieser Stelle auch ein relativ geringer Winkelunterschied noch unterhalb von 10° ein sehr großes Gewicht. Kleinste Winkelunterschiede in diesem Bereich, die bspw. durch experimentelle Unsicherheiten in der Bestimmung des Winkels Φ entstehen können, liefern bereits deutlich verfälschte Werte, sodass eine belastbare Fehlerabschätzung unumgänglich ist.

³⁴Selbstverständlich scheitert das vorgestellte Modell für zu hohe Schichtdicken, da unter anderem die Annahme einer konstanten Magnetisierung in der z-Richtung nicht mehr gewährleistet ist. Bspw. wäre dann zu erwarten, dass Néelkappen an beiden Grenzflächen einer Blochwand entstehen und so die Streufeldenergie reduziert wird [41, 364, 390, 482–484].

Fazit: Yang *et al.* veröffentlichen in [99] für das System Gr/Co/Ru(0001) eine DMI von $d_{\text{tot}} = (0,11 \pm 0,04)$ meV, die sich über die Gleichung 2.22 mit der Gitterkonstante³⁵ von Kobalt $a_{\text{Co}} = 3,54 \text{ \AA}$ in

$$D_s = (0,12 \pm 0,05) \text{ pJ/m} \quad (6.27)$$

umrechnen lässt. Durch fehlerhafte Annahmen ist dabei ein Faktor zwei entstanden, sodass basierend auf der Gleichung 2.31 und dem Ausdruck 2.33 von Lemesh *et al.* [147] der doppelte Wert von

$$D_s \approx 0,21 \text{ pJ/m}. \quad (6.28)$$

abgeleitet werden kann. Den Fehler, den Yang *et al.* [99] in ihrer Veröffentlichung angeben, basiert auf der Abschätzung der DMI über die beiden genannten Grenzfälle. Insbesondere eine Fehlerabschätzung basierend auf der experimentellen Genauigkeit, z.B. durch die Dicken der Kobaltschichten, liegt leider nicht vor und kann folglich in dieser Arbeit auch nicht aufgegriffen werden. Die Aussage, dass Yang *et al.* systematisch zu niedrige Werte über ihre Auswertung bestimmen, wurde im Rahmen dieser Arbeit mit einer analytischen Rechnung dargelegt und zusätzlich mit mikromagnetsichen Simulationen verifiziert. Für das System Gr/Co/Ru(0001) konnte über die Simulationen in dieser Arbeit eine leicht höhere DMI-Konstante von

$$D_{s \text{ Gr/Co/Ru(0001)}} \approx 0,26 \text{ pJ/m} \quad (6.29)$$

abgeleitet werden. Bisher noch nicht thematisiert wurde, dass Yang *et al.* [99] auch die Co/Ru-Grenzfläche ohne eine zusätzliche Graphenbedeckung betrachtet haben. Sie konnten beobachten, dass drei Atomlagen Kobalt auf Ru(0001) einen Winkel Φ im Bereich von 45° aufweisen. Analog zu der vorherigen Rechnung lässt sich dementsprechend für Co/Ru(0001) eine DMI von

$$D_{s \text{ Co/Ru(0001)}} \approx -0,09 \text{ pJ/m} \quad (6.30)$$

³⁵An dieser Stelle wird durch die Verwendung der Gitterkonstanten von Kobalt anstelle der größeren Gitterkonstanten von Ru(0001) vernachlässigt, dass die Kobaltschichten in der Filmebene durch das Substrat verzerrt werden. Die Bestimmung der mikromagnetische Größe D_s hängt intrinsisch jedoch nicht von der Gitterkonstanten a ab, sondern d_{tot} , das in [99] basierend auf der Gitterkonstanten von Kobalt abgeleitet wurde. Durch die erneute Verwendung von a_{Co} wird hier eine Ungenauigkeit, durch die sich ein Faktor $2,70 \text{ \AA} / 2,51 \text{ \AA} \approx 1,08$ ergibt, ausgeglichen.

angeben. Aus der Differenz der Gleichungen 6.29 und 6.30 lässt sich für die Gr/Co-Grenzfläche damit eine DMI-Konstante von

$$D_{s \text{ Gr/Co}} \approx 0,35 \text{ pJ/m} \quad (6.31)$$

ableiten. Insbesondere die quantitative Übereinstimmung, die Yang *et al.* [99] mit theoretischen Berechnungen finden und als Beleg für einen „Rashba-DMI“ an der Gr/Co-Grenzfläche werten, wird damit lediglich zu einer qualitativen Übereinstimmung.

In drei weiteren Veröffentlichungen [48, 96, 97] macht die Forschungsgruppe um Chen und Schmid einen vergleichbaren Fehler in der Auswertung. Da eine detaillierte Betrachtung aller Veröffentlichungen jedoch den Rahmen der vorliegenden Arbeit überschreitet, werden diese im Folgenden nur auszugsweise und weniger ausführlich diskutiert. Insbesondere wird in [48] auch die im Rahmen dieser Arbeit betrachtete Co/Ir(111)-Grenzfläche betrachtet, wobei nicht nur ein im Betrag sondern auch Vorzeichen abweichender Wert zu dieser Arbeit veröffentlicht wurde. Die im Folgenden vorgenommene Korrektur liefert dann einen Wert, der mit dem in dieser Arbeit angegebenen Wert übereinstimmt, sodass beide Experimente sich letztlich stützen.

Stellungnahme zu: [48] *G. Chen et al., Ternary superlattice boosting interface-stabilized magnetic chirality, Appl. Phys. Lett. 106, 062402 (2015).*

Chen *et al.* [48] veröffentlichen SPLEEM-Messungen von Domänenwänden in einem Multilagensystem aus mehreren Kobalt- und Nickellagen auf einem Ir(111)-Einkristall. In dem Lagensystem

$$\left[\text{Ni}_{(2 \text{ ML})} / \text{Co}_{(1 \text{ ML})} \right]_{\times 3} / \text{Ni}_{(2 \text{ ML})} / \text{Co}_{(2 \text{ ML})} / \text{Ir}(111)$$

bilden sie Domänen mit einer senkrechten Magnetisierung ab und beobachten dazwischen Néelwände. Mit zwei zusätzlichen Kobaltmonolagen finden sie im Rahmen der Genauigkeit dann Blochwände. Beide Grenzfälle werden in der Publikation genutzt, um die DMI abzuschätzen.

Die Streufeldenergie von Domänenwänden in den beiden Multilagensystem mit mehreren Kobalt- und Nickellagen wird dabei berechnet, indem sie die einzelnen Lagen entsprechend der magnetischen Momente von Kobalt $\mu_{\text{Co}} = 1.7\mu_{\text{B}}$ bzw. Nickel $\mu_{\text{Ni}} = 0.6\mu_{\text{B}}$ gewichten

[96]. Das erstgenannte Multilagensystem mit insgesamt 8 ML Nickel und 5 ML Kobalt wäre demnach äquivalent zu 7,8 ML Kobalt, während das zweite System mit insgesamt 8 ML Nickel und 7 ML Kobalt dann 9,8 ML Kobalt entspräche. Auch in dieser Veröffentlichung kann selbstverständlich für das zweite System keine exakte Blochwand bestimmt werden. Nichtsdestoweniger liegt hier eindeutig keine Néelwand vor, sodass mit der Abschätzung aus Gleichung 6.19 folgt:

$$D_{\text{thr}}(7,8 \text{ ML}) < |D_s| < D_{\text{thr}}(9,8 \text{ ML}) \quad (6.32)$$

$$0,84 \text{ pJ/m} < |D_s| < 1,30 \text{ pJ/m} \quad (6.33)$$

Nach der vorgenommenen Korrektur wird deutlich, dass das Experiment in [48] mit dem Experiment, das im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführt wurde und $D_s = -(1,07 \pm 0,05) \text{ pJ/m}$ liefert, konsistent ist. Die Unstimmigkeit in den Beträgen der DMI ergibt sich schlicht durch eine fehlerhafte Auswertung in [48].

Chen *et al.* geben jedoch an mittels SPLEEM eine Rotation der Magnetisierung gegen den Uhrzeigersinn vorzufinden, die ein positives Vorzeichen von D_s erfordert. Diese Beobachtung ist nicht mit der Untersuchung in der vorliegenden Arbeit, der SPSTM-Untersuchung von Perini *et al.* [37] sowie allen theoretischen Untersuchungen von Co/Ir(111) [36, 37, 54] konsistent. Da mittels SPLEEM der Rotationssinn der Magnetisierung jedoch nicht in einer einzelnen Messung aufgezeichnet wird, sind Fehler in der Bestimmung des Rotationssinns in einer SPLEEM-Messung nicht auszuschließen. Trotz mehrfacher Anfrage konnte auch zu diesem Sachverhalt jedoch keine Stellungnahme der korrespondierenden Autoren Chen oder Schmid erhalten werden. Im Rahmen einer internen Kommunikation mit einem der Koautoren, wurde jedoch bestätigt, dass es in der Tat Probleme bei der Bestimmung des Rotationssinns mittels SPLEEM gab. Folglich werden von Chen *et al.* [48] sowohl der Betrag als auch das Vorzeichen der DMI falsch angegeben.

Des Weiteren untersuchen dieselben Wissenschaftler auch die DMI einer Ni/Cu(111)-Grenzfläche. Sie finden in

$$\text{Co}_{(1 \text{ ML})} / \left[\text{Co}_{(1 \text{ ML})} / \text{Ni}_{(2 \text{ ML})} \right]_{\times 3} / \text{Cu}(111)$$

nahezu Blochwände, sodass aus über die Gleichung 6.19 eine verhältnismäßig geringe DMI-Konstante von $|D_s| < 0,53 \text{ pJ/m}$ abgeschätzt werden kann. Nutzt man des Weiteren, dass

der Winkel Φ , konservativ geschätzt, weniger als 30° von der Blochwand abweicht, so folgt über die Gleichung 2.31

$$|D_s| < 0,27 \text{ pJ/m} \quad (6.34)$$

für die DMI einer Ni/Cu(111)-Grenzfläche.

Stellungnahme zu: [96] *G. Chen et al., Tailoring the chirality of magnetic domain walls by interface engineering, Nat. Commun. 4, 2671 (2013).*

In [96] schätzen Chen *et al.* die DMI einer Ni/Ir(111) und einer Ni/Pt(111) Grenzfläche ab. Dabei beobachten sie in einer $[\text{Co/Ni}]_n/\text{Pt}(111)$ -Multilagenprobe mit $n = 8$ noch Néelwände. Ab $n = 9$ werden im Rahmen der Genauigkeit Blochwände berichtet. Gemäß Gleichung 6.19 folgt daher für die Ni/Pt(111)-Grenzfläche:

$$2,4 \text{ pJ/m} < |D_s| < 3,0 \text{ pJ/m} \quad (6.35)$$

Analog beobachten Chen *et al.* für das System $[\text{Co/Ni}]_n/\text{Ir}(111)$ mit $n \geq 4$ noch Blochwände, sodass sich für die Ni/Ir(111)-Grenzfläche

$$0,4 \text{ pJ/m} < |D_s| < 0,7 \text{ pJ/m} \quad (6.36)$$

ergibt.

6.3 Fazit

In diesem Kapitel konnten Aussagen über die DMI nahezu perfekter Co/Ir(111)- und Co/Pt(111)-Grenzflächen getroffen werden. Es wurden Domänenwände in einem Schichtdickenbereich, in dem die Magnetisierung der Kobaltlagen eine senkrechte Vorzugsrichtung aufweist, mittels SEMPA abgebildet. Der gemessene Winkel der Magnetisierung in einer Domänenwand wurde dann genutzt, um die DMI zu bestimmen oder im Fall von Co/Pt(111) eingrenzen zu können. Das dafür verwendete analytische Modell, das im Wesentlichen auf den Gleichungen aus [147] beruht, wurde mit mikromagnetischen Simulationen untermauert und ebenso konnten die Grenzen dieses Modells für die betrachteten Schichten ausgemacht werden.

Begleitet wurden die durchgeführten Experimente durch eine umfassende Charakterisierung der aufgetragenen Kobaltschichten mittels AES und (IV-)LEED. Des Weiteren konnte die Aufdampfrate des Kobalts sehr genau bestimmt werden, wodurch eine belastbare Fehlerabschätzung der DMI-Konstanten möglich ist. Für das System Co/Pt(111) lässt sich

$$0,64 \text{ pJ/m} < D_s < 4,3 \text{ pJ/m}$$

abschätzen. Für Co/Ir(111) konnte

$$D_s = -(1,07 \pm 0,05) \text{ pJ/m}$$

angegeben werden. Letzterer Wert deckt sich auch mit der SPLEEM-Untersuchung von Chen *et al.* [48], nachdem die dortige Auswertung angepasst wurde. Die bestimmte DMI Konstante kann den über Ab-initio-Berechnungen abgeleiteten Wert von Perini *et al.* [37] bestätigen und weist gleichzeitig deutliche Abweichungen zu den Berechnungen in [36, 54, 110, 140] auf.

Des Weiteren verifizieren die beiden Experimente an Co/Pt(111) und Co/Ir(111) die bisher noch auf Ab-initio-Berechnungen [36, 37, 54, 110] basierende These, dass Co/Pt- und Co/Ir-Grenzflächen DMI-Konstanten unterschiedlichen Vorzeichens hervorrufen. Zumindest für die idealen Grenzflächen lässt sich daher bestätigen, dass die DMI einer Co/Pt- und einer Ir/Co-Grenzfläche sich aufsummieren, wenn Kobalt in einer Schichtsequenz zwischen Platin und Iridium aufgebracht wird. Naheliegender ist, dass die experimentellen Untersuchungen in [43, 49–51], die gesputterte Schichtsysteme verwenden und das Gegenteil

ableiten, keine intrinsischen Eigenschaften der eigentlichen Co/Ir(111)- oder Co/Pt(111)-Grenzflächen untersuchen, sondern beispielsweise durch Materialdurchmischung abgeänderte Werte messen. Hierfür spricht auch die starke Streuung unter den einzelnen Experimenten, die im direkten Vergleich (siehe Unterkapitel 4.2.1) herausgearbeitet werden konnte.

Die experimentellen Resultate der vorliegenden Arbeit tragen in diesem Kontext zu einem klareren Bild über die DM-Wechselwirkung bei, die durch den Bruch der Inversionssymmetrie an einer Grenzfläche zwischen zwei Materialien entsteht. Die betrachteten Grenzflächen können als nahezu ideal angesehen werden und stellen damit eine hohe Vergleichbarkeit zu Systemen, die in Ab-initio-Berechnungen betrachtet werden können, sicher. Gleiches lässt sich ebenso über die experimentelle Untersuchung der DMI mittels SPLEEM in [48, 96, 97, 99] vorbringen. Eine fehlerhafte Annahme in den Veröffentlichungen, die gemeinsam mit über 400 Zitaten (Stand Juni 2020) eine hohe Beachtung finden, resultiert jedoch in einer inkorrekten DMI-Bestimmung.

Da durch diese inkorrekte Bestimmung ein verzerrtes Bild vermittelt wird, erfolgt in der vorliegenden Arbeit zumindest eine teilweise Korrektur der dort angegebenen Werte. Die Tabelle 6.2 fasst die abgeleiteten Beträge der DMI für die verschiedenen untersuchten Grenzflächen aus [48, 96, 99] zusammen. Eine Aussage über das Vorzeichen der DMI, das in der jeweiligen Publikation zu finden ist, soll an dieser Stelle vermieden werden.

Grenzfläche	DMI $ D_s $ [pJ/m]	Ref
Co/Ru(0001)	0,09	[99]
Gr/Co	0,35	[99]
Co/Ir(111)	$1,07 \pm 0,23$	[48]
Ni/Cu(111)	$< 0,27$	[48]
Ni/Pt(111)	$2,7 \pm 0,3$	[96]
Ni/Ir(111)	$0,55 \pm 0,15$	[96]

Tabelle 6.2: Übersicht der abgeleiteten DMI-Konstanten aus [48, 96, 99], die im Rahmen der vorliegenden Arbeit korrigiert wurden.

Da im Rahmen der vorliegenden Arbeit und den damit verbundenen Untersuchungen an Co/Pt(111) sowie Co/Ir(111) eine Vielzahl an Fragen nicht beantwortet werden konnten, soll im Folgenden noch ein Ausblick über mögliche zukünftige Experimente mit und ohne DMI gegeben werden.

6.4 Ausblick

Der Rahmen der vorliegenden Arbeit ist beschränkt, sodass diverse weiterführende Aspekte nicht untersucht werden konnten. Im Folgenden sollen in einem Ausblick verschiedene Aspekte vorgestellt werden, die Gegenstand zukünftiger Untersuchungen sein können.

6.4.1 Einfluss der Grenzflächenbeschaffenheit

Eine sehr spannende Frage, die im Rahmen dieser Arbeit nicht beantwortet werden konnte, ist, inwiefern eine Materialdurchmischung an einer Grenzfläche sich auf die DMI auswirkt. Mehrere Experimente an durch Sputterdeposition hergestellten Schichten legen nahe, dass durch die Beschaffenheit einer Co/Ir-Grenzfläche das Vorzeichen der DMI umgekehrt werden kann. Wenn sich dies bewahrheitet, wäre damit eine gezielte Kontrolle der DMI einzig durch die Änderung der Beschaffenheit einer Grenzfläche bei gleicher Materialkombination möglich.

Äußerst spannend und leicht zu realisieren wäre daher der Ansatz die an Co/Ir(111) durchgeführte DMI-Bestimmung mit einer gesputterten Co/Ir-Probe zu wiederholen. Das gesputterte System bietet im direkten Vergleich eine reduzierte Grenzflächenqualität, sodass bspw. der Einfluss einer Materialdurchmischung oder auch einer geringeren kristallinen Ordnung beobachtbar wird.

Zwischen beiden Co/Ir-Systemen sind jedoch auch mehrere Zwischenschritte denkbar. So könnte in einem Experiment, indem gleichzeitig zu der thermischen Verdampfung von Kobalt auf dem Ir(111)-Einkristall auch Iridium aufgebracht wird, durch das Kontrollieren der Iridiumaufdampftrate eine künstliche Durchmischungszone erschaffen werden, deren Eigenschaften von außen definiert werden könnten. Auf diese Weise lässt sich der Einfluss einer Materialdurchmischung an einer Co/Ir-Grenzfläche auch quantitativ untersuchen und so die bestehende Vermutung bestätigen oder falsifizieren.

Eine Vergleichbarkeit zu theoretischen Berechnungen bietet das Aufbringen einer Kobaltschicht auf einen gereinigten Ir(001)-Einkristall. Da die Ir(001)-Oberfläche energetisch äußerst ungünstig ist, befindet sich die oberste Iridiumlage eines solchen Ir(001)-Kristalls

stets in einer hexagonalen Anordnung [253], die vergleichbar mit der Ir(111)-Oberfläche ist. Diese hexagonale Lage formt ein „coincidence lattice“, in dem das hexagonale Gitter der ersten Atomlage jeweils nach fünf Atomplätzen wieder die gleichen Gitterpositionen auf der Ir(001)-Oberfläche einnimmt. Entsprechend lässt sich mittels LEED ein (5×1) -Muster aufzeichnen [259], das deutlich ein „buckling“³⁶ der einzelnen Iridiumatome erkennen lässt. Co/Ir(001) liefert daher die Möglichkeit die DMI eines zu Co/Ir(111) vergleichbaren Systems zu untersuchen, in dem durch ein „buckling“ die Atomposition leicht modifiziert sind und somit eine minimale Unordnung zugelassen wird.

6.4.2 Bestimmung der DMI von Co/Pt(111)

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die DMI der nahezu idealen Co/Pt(111)- und Co/Ir(111)-Grenzflächen untersucht. Leider kann die verhältnismäßig große DMI von Co/Pt(111) nur eingegrenzt, jedoch nicht genau bestimmt werden. Aus dem Winkel der Magnetisierung in einer Domänenwand wird eine Untergrenze der DMI von $D_s > 0,64 \text{ pJ/m}$ abgeleitet, da ausschließlich Néelwände gefunden wurden. Eine Obergrenze der DMI von $D_s < 4,3 \text{ pJ/m}$ lässt sich dadurch ableiten, dass in dem gesamten beobachteten Bereich eine ferromagnetische Phase vorliegt und daher Spinspiralen nicht den energetisch günstigsten Zustand bilden können. Im Folgenden werden in einem Ausblick zwei Möglichkeiten präsentiert, die eine genauere Bestimmung der DMI in Co/Pt(111) mittels SEMPA zulassen.

Domänengrößenmodell

Um die DMI von Co/Pt(111) stärker einzugrenzen, stellt eine mikromagnetische Energiebetrachtung in einem Domänengrößenmodell eine Option dar. In einem solchen Modell wird die mittlere Domänengröße als Funktion der Schichtdicke beschrieben, indem die

³⁶Mit „buckling“ wird die leichte Modifikation von Atompositionen einer rekonstruierten Oberfläche ausgedrückt, sodass Abweichungen von einer planaren Lage auftreten. Wie Van Hove *et al.* in einem Standardwerk [253] herausstellen, lässt sich aus der Tatsache, dass die zusätzlich auftretenden LEED-Reflexe der Ir(001)-Oberfläche alle die gleiche Intensität aufweisen, bereits ein „buckling“ ableiten, da diese Reflexe damit nicht nur dynamisch, sondern auch kinematisch zu erklären seien.

Streifeldenergie eines Domänenmusters der Domänenwandenergie (vgl. Gleichung 2.30) gegenübergestellt wird [42, 147, 388, 391, 395, 396, 481].

Dieser Ansatz wurde bereits von Kuhrau [259], mit welcher im Rahmen der vorliegenden Arbeit gemeinsam an dem Co/Pt(111)-System gearbeitet wurde, verfolgt. Basierend auf den Gleichungen von Kaplan und Gehring [396] leitet Kuhrau [259] unter der Annahme eines fcc-Wachstums des Kobalts einen Wert von $D_s \geq 2,7 \text{ pJ/m}$ und unter der Annahme eines hcp-Wachstums einen Wert von $D_s \geq 3,5 \text{ pJ/m}$ ab. Da in der vorliegenden Arbeit nun ein hcp-Wachstum des Kobalts ausgemacht werden konnte (vgl. Abschnitt 6.1.6), stellt sich letzterer Wert als anwendbar heraus.

Wie Kuhrau [259] darlegt, ist mit dem Wert $D_s \geq 3,5 \text{ pJ/m}$ lediglich eine Abschätzung einer Untergrenze der DMI möglich, da nicht sichergestellt werden konnte, dass das beobachtete Domänenmuster das Energieminimum darstellt. In Folge dessen ist denkbar, dass die aufgezeichneten Domänen größer sind, als es dem energetischen Grundzustand entspricht und die DMI unterschätzt wird. Mit der in Abschnitt 6.2.1 ausgemachten Obergrenze der DMI lässt sich daher die DMI von Co/Pt(111) wie folgt eingrenzen:

$$3,5 \text{ pJ/m} \leq D_s \leq 4,3 \text{ pJ/m} \quad (6.37)$$

Nichtsdestotrotz basiert die Abschätzung der Untergrenze auf einem vergleichsweise einfachen Modell, das nicht den Anspruch hat exakte Werte zu liefern. Faktoren, die Einfluss auf die Belastbarkeit der durchgeführten DMI-Abschätzung nehmen sind:

- Die schichtdickenabhängige Anisotropie. Magnetoelastische Beiträge sorgen in einer nicht-relaxierten Kobaltschicht für eine Abweichung von dem angenommenen Verhalten ($K_{\text{eff}} = K_{\text{kri}} - \frac{\mu_0}{2} M_s^2 + K_s/t$) und insbesondere in der Nähe des Reorientierungsüberganges der Magnetisierung können bereits höhere Ordnungen der Anisotropie relevant werden.
- Magnetische Volumenladungen, die an einer Néelwand entstehen und dem Energiegewinn durch die DMI entgegenwirken. Wie Agrawal *et al.* [391] finden, kann die Vernachlässigung von magnetischen Volumenladungen in einem Domänengrößenmodell Fehler bis zu 72% verursachen. Diese hohen Fehler beobachten Agrawal *et al.* [391] jedoch bei einer deutlich höheren effektiven Schichtdicke als von Kuhrau [259] oder im Rahmen der vorliegenden Arbeit betrachtet wurden. Basierend auf der

Gleichung 2.33 lässt sich bei einer maximalen Schichtdicke von 1,4 nm ausmachen, dass Kuhrau durch die Vernachlässigung der Volumenladungen die DMI um rund 10% bzw. 0,3 pJ/m unterschätzt.

- Die präzise Bestimmung der Streufeldenergie durch magnetische Oberflächenladungen. Allgemein lässt sich die Streufeldenergie einer ferromagnetischen Schicht reduzieren, indem die Magnetisierung in mehrere Domänen zerfällt. Da die Streufeldenergie jedoch insbesondere in der Nähe von Domänenwänden reduziert wird, ist für die akkurate Berechnung der Streufeldenergie die Betrachtung des Domänenwandprofils bzw. der Wandbreite unumgänglich [147, 481, 490]. In dem einfachen Modell von Kaplan und Gehring [259, 396] wird jedoch die Ausdehnung einer Domänenwand vernachlässigt.

Die genannten Faktoren sorgen dafür, dass das durchgeführte Domänengrößenmodell zwar eine Abschätzung der DMI liefern kann, eine exakte Bestimmung der DMI jedoch mit einem deutlich erhöhten Aufwand einhergeht. Insbesondere mit dem vorhandenen SEMPA-Aufbau lässt sich dies noch nicht direkt realisieren, da bzw. die Anisotropie aber auch die Austauschkonstante oder die Sättigungsmagnetisierung nicht *in situ* gemessen werden können.

Vortizes und Antivortizes

Eine Alternative zu der Bestimmung der DMI über ein Domänengrößenmodell kann die Abbildung von magnetischen Vortizes und Antivortizes in Co/Pt(111) bieten. Wie in der Abbildung 6.30 erkenntlich ist, sind Vortizes durch den Einfluss der DMI verdreht und Antivortizes verdreht und verzerrt. Gezeigt werden Simulationen einer ferromagnetischen Schicht, wie sie für das Co/Pt(111)-System bei einer Schichtdicke von 10,5 ML zu erwarten sind³⁷. Für eine hinreichend hohe Kobaltbedeckung liegt die Magnetisierung in der Filmebene und zahlreiche Vortizes sowie Antivortizes treten auf.

³⁷Der Simulation wurde eine Sättigungsmagnetisierung von $M_s = 1440 \text{ kA/m}$, eine Austauschsteifigkeit von $A = 30 \text{ pJ/m}$, eine uniaxiale Anisotropie von $K_u = 1,1 \text{ MJ/m}^3$ und eine DMI von $D_s = 2,1 \text{ pJ/m}$ zu Grunde gelegt. Der betrachtete und abgebildete Bereich besitzt eine Größe von $1 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$ und wird periodisch in der Filmebene wiederholt, sodass Randeefekte vermieden werden.

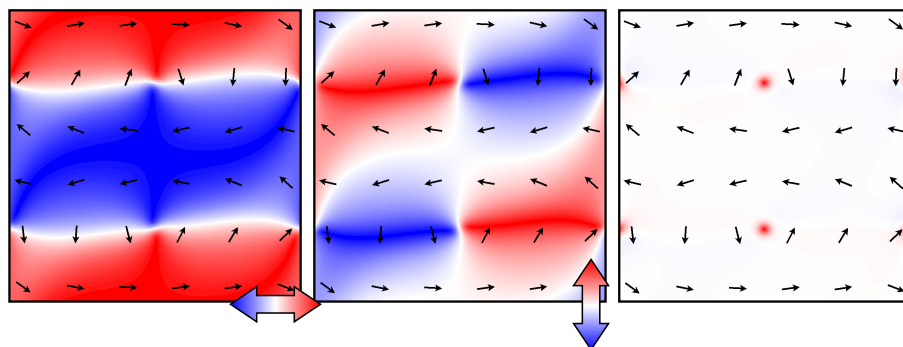


Abbildung 6.30: Simulationen der Magnetisierung des Co/Pt(111)-Systems³⁷ bei einer Schichtdicke von 10,5 ML. Gezeigt werden von links nach rechts die x-, y- und z-Komponente der Magnetisierung. In der ferromagnetischen Schicht mit einer Magnetisierung in der Filmebene treten Vortizes sowie Antivortizes auf. Schon bei einer für Co/Pt(111) verhältnismäßig niedrig angesetzten DMI von $D_s = 2,1 \text{ pJ/m}$ lässt sich erkennen, dass die DMI in Konkurrenz zu der Streufeldenergie steht und eine interne Verdrehung von Vortizes sowie Antivortizes bewirkt. Dies lässt sich bspw. anhand der Nulldurchgänge der x- und y-Komponente der Magnetisierung (weiße Bereiche) nachvollziehen, die ohne DMI horizontale und vertikale Linien in der Nähe der Vortizes und Antivortizes darstellen.

In einem Vortex begünstigt die DMI abhängig von ihrem Vorzeichen eine Magnetisierung um den Vortexkern, die auf die senkrechte Magnetisierung des Vortexkerns hindeutet bzw. von dieser weg. Der DMI entgegen wirkt die Streufeldenergie, die magnetische Volumenladungen im Zentrum eines Vortizes zu vermeiden versucht. Die Streufeldenergie begünstigt einen geschlossenen Fluss der Magnetisierung um den Vortexkern herum. Die Anwesenheit der DMI sorgt für eine Abweichung von diesem geschlossenen Fluss, sodass Vortizes verdreht erscheinen. Ein ähnlicher Effekt lässt sich auch in den abgebildeten Antivortizes erkennen, die durch die DMI zusätzlich asymmetrisch werden. Beides lässt sich in der Abbildung 6.30 anhand der Nulldurchgänge der x- und y-Komponente der Magnetisierung (weiße Bereiche) nachvollziehen, die ohne DMI horizontale und vertikale Linien in der Nähe der Vortizes und Antivortizes darstellen würden.

Potenziell bieten damit Vortizes als auch Antivortizes die Möglichkeit die DMI aus dem Energiegleichgewicht mit der Streufeldenergie zu ermitteln. In der Abbildung 6.30 lässt sich jedoch erkennen, dass die auftretenden Winkel verhältnismäßig gering sind, sodass sich eine solche DMI-Bestimmung nur für hinreichend hohe DMI, wie bspw. im Fall der Co/Pt(111)-Grenzfläche eignet. Die Ableitung der DMI aus der Magnetisierung eines Vortizes oder eines Antivortizes bietet insbesondere dann eine Option, wenn die DMI zu

stark für eine DMI-Bestimmung aus dem Winkel der Magnetisierung in einer Domänenwand ist und reine Néelwände auftreten.

6.4.3 Magnetische Vorzugsrichtungen einer Co/Ir(111)-Probe innerhalb der Filmebene

Ein Aspekt, der im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht weiter vertieft werden konnte, stellt die Beobachtung von magnetischen Vorzugsrichtungen innerhalb der Filmebene einer Co/Ir(111)-Probe dar. Magnetische Vorzugsrichtungen innerhalb der Filmebene sind insofern nicht direkt zu erwarten, da in dem Abschnitt 6.1.5 gezeigt werden konnte, dass die aufgetragenen Kobaltschichten ein fcc-Wachstum auf der Ir(111)-Oberfläche aufweisen. Wie in den Grundlagen dieser Arbeit bereits erörtert wurde, bildet zumindest die magnetokristalline Anisotropie bei einem fcc-Wachstum keine Vorzugsrichtung innerhalb der (111)-Ebene aus.

Die Abbildung 6.31 fasst die Resultate einer SEMPA-Messung für eine Kobaltbedeckung von $(17,0 \pm 0,4)$ ML der Ir(111)-Oberfläche zusammen. Aus den oberen SEMPA-Aufnahmen beider Magnetisierungskomponenten in der Filmebene lässt sich die Verteilung der Magnetisierung extrahieren. Diese wird rechts unten in einem Intensitätsdiagramm wiedergegeben. Die Verteilung der Magnetisierung bildet keinen homogenen Kreis aus, so wie es bspw. in der Abbildung 3.11 zu beobachten ist, sondern besitzt sechs Häufungspunkte, die miteinander verbunden sind. Deutlich erkennbar ist damit, dass auch innerhalb der Filmebene magnetische Vorzugsrichtungen präsent sein müssen. Diese magnetischen Vorzugsrichtungen konnten ab einer Schichtdicke von rund 10 ML, sobald die Magnetisierung in der Filmebene orientiert ist, bis zu der maximal untersuchten Schichtdicke von 17 ML beobachtet werden. Das schematisch links unten in der Abbildung 6.31 angedeutete Gitter setzt die beobachteten Vorzugsrichtungen in Relation zu dem Kristallgitter. Der Übersichtlichkeit halber wurde dabei lediglich eine Atomlage skizziert. Die Stapelung der übrigen Lagen ergibt sich aus den beiden durch Pfeile angedeuteten Kristallrichtungen.

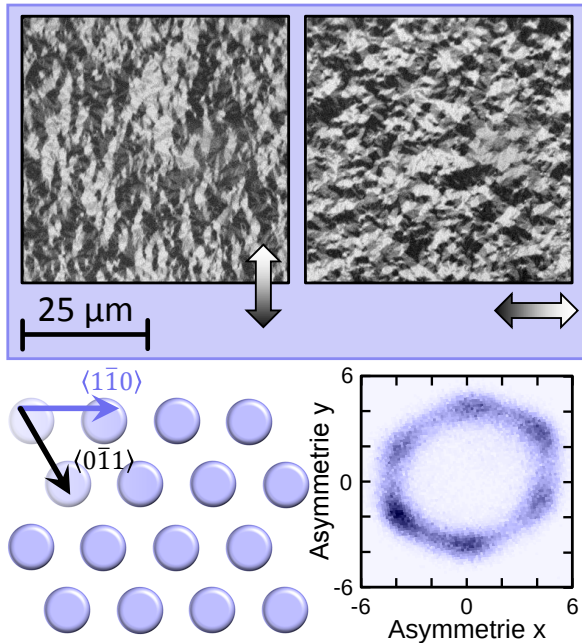


Abbildung 6.31: SEMPA-Aufnahme der magnetischen Vorzugsrichtungen innerhalb der Filmebene einer Co/Ir(111)-Probe. Aus den beiden oben gezeigten Magnetisierungskomponenten in der Filmebene lässt sich die Verteilung der Magnetisierung in Bezug auf das Kristallgitter extrahieren, die rechts unten in einem Intensitätsdiagramm wiedergegeben wird.

Wie in den Grundlagen dieser Arbeit bereits erläutert wurde, lässt sich für fcc-Kobalt zwar theoretisch eine Anisotropie der Form

$$e_{ip} = K_{ip} \cos(6\varphi) \quad (6.38)$$

innerhalb der (111)-Ebene ableiten. Wie die die Abbildung 6.32 verdeutlicht, ist K_{ip} mit rund 9 J/m^3 jedoch auf einer Skala von einigen 10^5 J/m^3 vernachlässigbar gering. Dargestellt wird links in der Abbildung die magnetokristalline Anisotropieenergie von

Kobalt relativ zu der Orientierung der Magnetisierung in der fcc-Einheitszelle. Die Einheitszelle wurde dabei so gewählt, dass die abgebildete Energiefläche sich um ein Kobaltatom zentriert. Eine Orientierung der Magnetisierung entlang einer der Keulen ist energetisch ungünstig, während die acht äquivalenten $\langle 111 \rangle$ -Richtungen die leichten Achsen der Magnetisierung ausmachen. Um zu verdeutlichen, dass innerhalb der (111)-Ebene des fcc-Gitters keine Vorzugsrichtung besteht, ist auf der rechten Seite ein Schnitt durch die Energiefläche entlang dieser Ebene abgebildet. Die kreisförmige Schnittfläche visualisiert

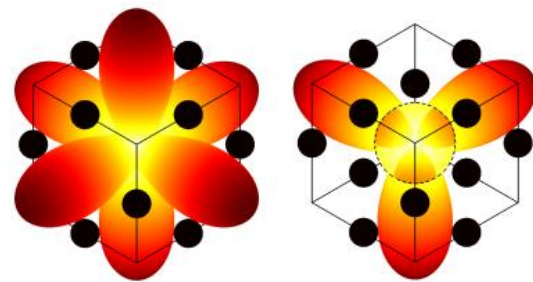


Abbildung 6.32: Magnetokristalline Anisotropie von Kobalt in einer fcc-Stapelung. Dargestellt wird links die Anisotropieenergie relativ zu der Orientierung der Magnetisierung in der fcc-Einheitszelle. Die Einheitszelle wurde dabei so gewählt, dass die abgebildete Energiefläche sich um ein Kobaltatom zentriert. Um zu verdeutlichen, dass innerhalb der (111)-Ebene des fcc-Gitters keine Vorzugsrichtung besteht, ist auf der rechten Seite ein Schnitt durch die Energiefläche entlang dieser Ebene abgebildet. Die Anisotropieenergie wurde berechnet basierend auf den Daten von Suzuki et al. [75].

dabei die zuvor getroffene Aussage, dass innerhalb der (111)-Ebene keine Vorzugsrichtung vorliegt.

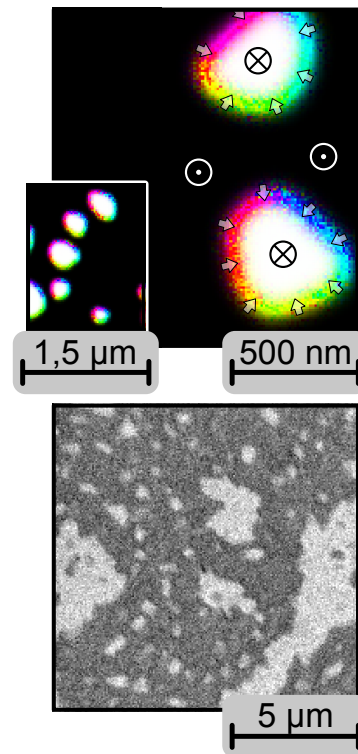
Damit stellt sich die Frage, wodurch die magnetischen Vorzugsrichtungen innerhalb des Kobaltfilms entstehen. Ein möglicher Ansatzpunkt wäre ein Beitrag der Grenzflächenanisotropie, der, wie in Abschnitt 2.1.3 erörtert, auch Beiträge innerhalb der Filmebene liefern kann [72, 82, 83]. Ebenso ließe sich über die magnetoelastische Anisotropie ein Beitrag durch eine (nicht isotrope) Verzerrung des Kobalts erzeugen. Da die sechs magnetischen Vorzugsrichtungen in einem Schichtdickenbereich von 10 ML bis 17 ML beobachtet werden, lässt sich davon ausgehen, dass es sich um Vorzugsrichtungen innerhalb der Filmebene handelt. Man kann daher ausschließen, dass lediglich eine Projektion einer Magnetisierung, die entlang der magnetokristallinen Vorzugsrichtungen ($[11\bar{1}]$, $[1\bar{1}1]$, $[\bar{1}11]$, $[\bar{1}\bar{1}1]$, $[\bar{1}1\bar{1}]$ und $[1\bar{1}\bar{1}]$) deutet, abgebildet wird. Deutlich wird, dass dieser Punkt noch einer genaueren Untersuchung bedarf.

6.4.4 Bubble-Skyrmionen in Co/Pt(111) und Co/Ir(111)

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit konnten sowohl in Co/Ir(111) als auch in Co/Pt(111) vergleichsweise kleine Blasendomänen (engl. *bubble*) beobachtet werden, die entsprechend der Definition in dem Unterkapitel 2.2.2 magnetische Skyrmionen darstellen.

In die Abbildung 6.33 sind SEMPA-Aufnahmen von solchen Skyrmionen auf verschiedenen Größenskalen zu finden, die an einer mit $(8,6 \pm 0,2)$ ML Kobalt bedeckten Ir(111)-Oberfläche aufgezeichnet wurden. Die angegebenen Skalen beziehen sich jeweils auf die angrenzende Aufnahme der Magnetisierung. Insbesondere in den beiden oberen Falschfarbbildern lässt sich erkennen, dass die einzelnen Bubble-Skyrmionen von der perfekten Kreisform abweichen und leicht unterschiedliche Größen besitzen. Die Skyrmionen weisen Néelwände mit einem Rotationssinn der Magnetisierung im Uhrzeigersinn auf, der durch die negative DMI der Co/Ir(111)-Grenzfläche hervorgerufen wird (vgl. Abschnitt 6.2.2). Wie Büttner *et al.* ausarbeiten [491], stellen Skyrmionen mit DMI-stabilisierten Néelwänden jedoch nicht notwendig DMI-stabilisierte Skyrmionen dar, weshalb an dieser Stelle mit dem Begriff Bubble-Skyrmion bewusst weder die DMI noch die Streufeldenergie als stabilisierender Mechanismus herausgestellt werden soll.

Abbildung 6.33: SEMPA-Aufnahmen von Bubble-Skyrmionen in Co/Ir(111). Dargestellt ist die Magnetisierung einer mit $(8,6 \pm 0,2)$ ML Kobalt bedeckten Ir(111)-Oberfläche auf verschiedenen Größenskalen. Die angegebenen Skalen beziehen sich jeweils auf die angrenzende Abbildung. Insbesondere in den beiden oberen Falschfarbbildern lässt sich erkennen, dass die einzelnen Bubble-Skyrmionen von der perfekten Kreisform abweichen und leicht unterschiedliche Größen besitzen. Das untere Übersichtsbild der senkrechten Magnetisierung lässt erkennen, dass zusätzlich zu den Bubble-Skyrmionen auch Domänen mit einer senkrechten Magnetisierung auftreten.

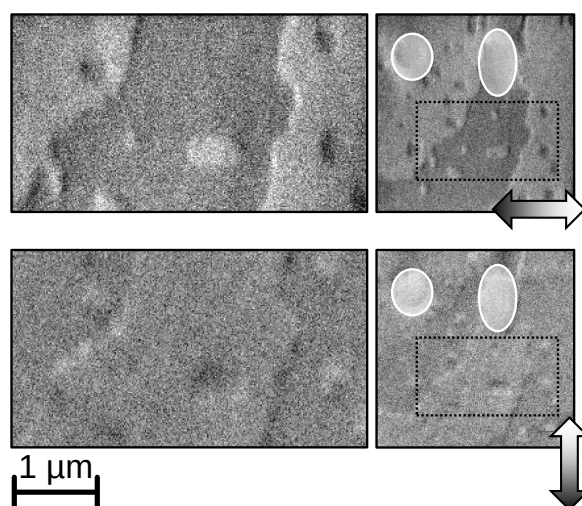


Das untere Übersichtsbild in der Abbildung 6.33 zeigt die senkrechte Magnetisierungs-komponente. Es lässt sich erkennen, dass zusätzlich zu den Bubble-Skyrmionen auch Domänen mit einer senkrechten Magnetisierung auftreten. Aufgrund der Größe dieser Domänen lässt sich davon ausgehen, dass sie durch die Streufeldenergie stabilisiert werden. Die Beobachtung von Domänen bzw. Skyrmionen auf zwei unterschiedlichen Größenskalen muss dabei nicht notwendigerweise ein Artefakt sein, das aus der Abbildung des wie-gewachsenen-Zustandes (*as-grown state*) der Magnetisierung herrührt, sondern kann ebenso durch unterschiedliche Stabilisierungen beider Strukturen mittels der DMI und der Streufeldenergie begründet werden [491, 492]. Die Tatsache, dass in den beiden oberen Abbildungen die Skyrmionen nicht exakt kreisförmig sind und leicht unterschiedliche Größen aufweisen, deutet jedoch darauf hin, dass die Magnetisierung sich nicht exakt in ihrem mikromagnetischen Gleichgewicht befindet.

In der Abbildung 6.34 werden SEMPA-Aufnahmen der Magnetisierung einer rund 5,4 ML dicken Kobaltschicht auf Pt(111) wiedergegeben. Zunächst wurden die beiden rechten Bilder aufgezeichnet und anschließend der markierte Bereich mit einer höheren Vergrößerung erneut abgebildet. Die angegebene Skala bezieht sich auf diesen vergrößerten Be-

reich. Die weißen Ovale markieren topographische Strukturen auf der Oberfläche, die in dem synchron aufgezeichnete SE-Bild sichtbar sind und Artefakte in den magnetisch sensitiven Abbildungen erzeugen. Um die senkrechte Magnetisierungskomponente aufzuzeichnen, wurde die Probe leicht gegenüber der Detektorachse verkippt, sodass diese Komponente in Teilabbildung a) zusätzlich zu der Komponente innerhalb der Filmebene sichtbar wird. Beide Komponenten der Magnetisierung in der Filmebene wurden, wie im SEMPA üblich, synchron aufgezeichnet. Die scheinbar geringere Auflösung in der unteren Abbildung lässt sich auf die Verkipfung der Probe um 64° während einer Messung zurückführen, die folglich in einer um den Faktor $1/\cos(64^\circ) \approx 2,3$ niedrigeren Auflösung in der vertikalen Richtung resultiert. Bedingt durch die DMI liegen Néelwände vor, sodass die vertikale Komponente der Magnetisierung unschärfer erscheint.

Abbildung 6.34: Magnetisierung einer rund 5,4 ML dicken Kobaltschicht auf Pt(111). Die beiden rechten SEMPA-Aufnahmen wurden zuerst aufgezeichnet und anschließend der markierte Bereich mit einer höheren Vergrößerung erneut abgebildet. Die angegebene Skala bezieht sich auf diesen vergrößerten Bereich. Die weißen Ovale markieren topographische Strukturen auf der Oberfläche, die in dem synchron aufgezeichnete SE-Bild sichtbar sind und Artefakte in dem magnetisch sensitiven Abbildungen erzeugen.



Wie schon zuvor an der Co/Ir(111)-Probe beobachtet werden konnte, liegen auch in Co/Pt(111) magnetische Skyrmionen mit einem Radius von rund 250 nm vor. Gleichzeitig lassen sich magnetische Domänen mit einer senkrechten Magnetisierung beobachten. Auch die Magnetisierung dieser Probe wurde im wie-gewachsenen-Zustand (*as-grown state*) abgebildet und es wurde kein externes Magnetfeld angelegt. Obgleich die Auflösung der Bilder nicht für eine genaue Winkelanalyse der Magnetisierung in den Domänenwänden ausreicht, lassen sich dominierend Néelwände zwischen den Domänen und auch an den Rändern der Skyrmionen ausmachen.

Zwischen der Aufnahme von beiden Bildern in Abbildung 6.34 bleibt die Magnetisierung im Wesentlichen gleich. Einzig eines der zuvor aufgezeichneten Skyrmionen ist in der zweiten Aufnahme verschwunden. Dieses Verschwinden eines Skyrmions lässt sich nebenstehend in der Abbildung 6.35 besser nachvollziehen, in der der entsprechende Ausschnitt aus beiden Aufnahmen der horizontalen Magnetisierungs-komponente in gleicher Größe dargestellt wird. Die gezeigte Skyrmionenvernichtung ist auch in der nicht abgebildeten vertikalen Magnetisierungskomponente sichtbar,

die damit unabhängig bestätigt, dass es sich nicht um ein Störsignal im Bild gehandelt hat, sondern tatsächlich um eine magnetische Struktur. Der linke Bildausschnitt wurde zuerst und der rechte Bildausschnitt wurde dann direkt im Anschluss aufgezeichnet, sodass sich zwischen den Bildern ein zeitlicher Versatz von rund 10 min ergibt. In der Konsequenz führt dies zu der Frage, ob das metastabile Skyrmion zufällig genau in diesem Zeitraum thermisch induziert verschwunden ist oder ob eine Wechselwirkung mit dem Primärelektronenstrahl die Vernichtung des Skyrmions bedingt hat. Unabhängig davon, welcher Mechanismus das beobachtete Schalten bedingt, bieten beide Schaltvorgänge ein hohes Potential für zukünftige Untersuchungen.

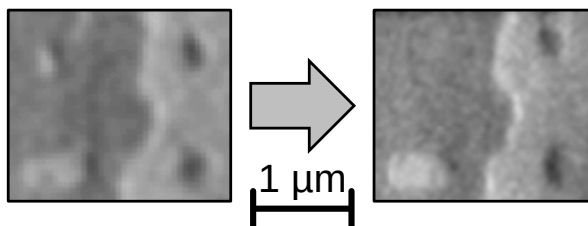


Abbildung 6.35: Vernichtung eines Bubble-Skyrmions zwischen zwei SEMPA-Aufnahmen der Magnetisierung in Co/Pt(111). Leichte Fluktuationen, die der Magnetisierung in beiden Bildern überlagert sind, ergeben sich aus der Poisson-Statistik der Einzelelektronenzählung im SEMPA, da beide Aufnahmen durch einen Gaußfilter bearbeitet wurden. Der angegebene Skalenbalken entspricht einer Distanz von 1 µm.

7 Fazit und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde die Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung epitaktisch gewachsener Co/Ir(111)- und Co/Pt(111)-Proben untersucht. Mittels SEMPA wurden Domänenwände in einem Schichtdickenbereich abgebildet, in dem die Magnetisierung der Kobaltlagen eine senkrechte Vorzugsrichtung aufweist. Der gemessene Winkel der Magnetisierung in einer Domänenwand wurde genutzt, um in einer Energieminimierung die DMI von Co/Ir(111) präzise zu bestimmen und den Wert der DMI von Co/Pt(111) einzugrenzen. Das dazu verwendete analytische Modell wurde mit mikromagnetischen Simulationen verifiziert.

Begleitet wurden die durchgeführten Experimente durch eine umfassende Charakterisierung der aufgetragenen Kobaltschichten mittels AES und (IV-)LEED. Ein scharfes $p(1 \times 1)$ -LEED-Muster belegt eine hohe kristalline Ordnung der Ir(111)- und Pt(111)-Oberflächen und mittels AES konnte deren Reinheit aufgezeigt werden. Die Bestimmung der energieabhängigen Abschwächungslänge von Auger-Elektronen in Kobalt bietet des Weiteren die Möglichkeit einer In-situ-Schichtdickenbestimmung mittels AES. Mittels IV-LEED konnte ausgemacht werden, dass die Kobaltlagen mit zunehmender Schichtdicke auf Ir(111) und Pt(111) jeweils eine fcc- bzw. hcp-Stapelung ausbilden. Das Wachstum der ersten Kobaltlagen ist jedoch bedingt durch die hohen Gitterfehlpassungen von deutlichen Verspannungen geprägt. Aus der Literatur ist bereits bekannt, dass in beiden Fällen die Kobaltatome der ersten Monolage im Wesentlichen die fcc-Plätze des Substrats einnehmen [11, 464, 471, 473]. Die erste Kobaltlage wächst dabei größtenteils pseudomorph auf und bildet vereinzelt Versetzungslinien aus [11, 19, 453, 471], was mit den aufgezeichneten LEED-Mustern übereinstimmt.

Die nahezu perfekten Grenzflächen zwischen Kobalt und Iridium bzw. Platin ermöglichten es, Aussagen über die DMI als intrinsische Eigenschaft der beiden Grenzflächen zu treffen und weisen somit eine Vergleichbarkeit zu idealen Systemen, die in Ab-initio-Berechnungen der DMI betrachtet werden, auf. Über die Bedeutung der beiden untersuchten Materialsysteme hinaus ermöglicht diese Untersuchung eine Evaluation verschiedener Berechnungs-

ansätze sowie deren Annahmen. So wurde am konkreten Beispiel von Co/Ir(111) ein Wert von

$$D_s = -(1,07 \pm 0,05) \text{ pJ/m}$$

bestimmt. Die Berechnung von Perini *et al.* [37], in der die Energie von Spinspiralen mit Hilfe des generalisierten Bloch-Theorems (gBT) im reziproken Raum untersucht wurde [493], kann diesen experimentellen Befund mit einem Wert von $-1,1 \text{ pJ/m}$ reproduzieren. Die Berechnung von Yang *et al.* [36] liefert im Vergleich dazu einen um $0,7 \text{ pJ/m}$ größeren Wert, während Jadaun *et al.* [56] einen um $0,7 \text{ pJ/m}$ kleineren Wert ableiten. Die vorliegende Arbeit legt daher als Ausblick einen Vergleich zwischen verschiedenen DMI-Berechnungen anhand einer Co/Ir(111)-Probe nahe. Eine solcher Vergleich, wie er von Zimmermann *et al.* [111] bereits für Co/Pt(111) durchgeführt wurde, ermöglicht es zu verstehen, wodurch die Abweichungen in [36, 56] genau zustande kommen.

Die experimentellen Resultate der vorliegenden Arbeit tragen in diesem Kontext zu einem klareren Bild über die DM-Wechselwirkung bei, die durch den Bruch der Inversionssymmetrie an einer Grenzfläche zwischen zwei Materialien entsteht. Des Weiteren konnte im Rahmen der vorliegenden Arbeit herausgestellt werden, dass die Co/Pt- und die Co/Ir-Grenzflächen DMI-Konstanten unterschiedlichen Vorzeichens hervorrufen, die sich aufsummieren, wenn Kobalt in einer Schichtsequenz zwischen Platin und Iridium aufgebracht wird.

Im Rahmen der durchgeführten Analyse wurden des Weiteren fehlerhafte Angaben in mehreren Veröffentlichungen [48, 96, 97, 99] herausgestellt, die aus systematisch falschen DMI-Bestimmungen an mehreren Materialsystemen resultieren und in Kapitel 6.2.4 korrigiert wurden.

Neben den Untersuchungen der DMI an idealen Systemen wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit die zeitaufgelöste SEMPA weiterentwickelt. Diese neue Messmethode ermöglicht das Abbilden periodisch getriebener Magnetisierungsdynamik unabhängig von einem Synchrotron. Die Vorzüge der statischen SEMPA, wie bspw. eine vektorielle Abbildung der Magnetisierung oder eine hohe Oberflächensensitivität, stehen dabei auch für zeitaufgelöste Messungen zur Verfügung. Insbesondere wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit dargelegt, inwiefern sich die experimentell bestimmte Zeitauflösung von $(720 \pm 80) \text{ ps}$ weiter verbessern lässt. So erscheinen durch ein angepasstes Detektordesign

in Kombination mit der LEED-Streuung bei einer höheren Elektronenenergie (bspw. unter Nutzung eines Ir(001)-Kristalls [259]) Werte von 200 ps erreichbar. Zu erwarten ist, dass die Verwendung eines Mott-Detektors eine weiter verbesserte Zeitauflösung ermöglicht.

Im Rahmen seiner Dissertation konnte Schönke das in Kapitel 5.1 entwickelte TR-SEMPA-Konzept auch für kommerziell erhältliche Maschinen reproduzieren [372]. Die dort erzielte zeitliche Auflösung ist mit $(1,8 \pm 0,4)$ ns etwas niedriger als die in dieser Arbeit erzielte Auflösung, was auf die verwendeten Channeltrons anstelle von MCPs als Elektronenverstärker zurückgeführt werden kann [372].

In einer ersten Anwendung der TR-SEMPA wurde die gekoppelte Dynamik magnetischer Vortizes und Antivortizes in einer Stachelwand untersucht. Durch eine externe Feldanregung der alternierenden Anordnung aus Vortizes und Antivortizes beginnen die beiden verschiedenen Quasiteilchen in einer entgegengesetzten Phase zueinander zu schwingen (in Analogie zu einer optischen Mode). Eine zusätzliche kollektive Oszillation (in Analogie zu einer akustischen Mode) tritt auf, die sich durch die endlichen Randbedingungen der strukturierten FeCoSiB-Rechtecke erklären lässt. Die mittels TR-SEMPA aufgezeichnete Oszillation wurde über mikromagnetische Simulationen reproduziert und die Kopplung unter den Quasiteilchen quantifiziert. Über das untersuchte System aus Vortizes und Antivortizes hinaus, wurden des Weiteren die Möglichkeiten der TR-SEMPA demonstriert. Als Ausblick lässt sich an dieser Stelle angeben, dass sich perspektivisch die TR-SEMPA nutzen lässt, um die Dynamik magnetischer Skyrmionen (bspw. in durch Sputterdeposition hergestellten Multilagensystemen) zu untersuchen.

Ein solches Multilagensystem aus mehreren ferromagnetischen und nicht ferromagnetischen Lagen bietet dabei zwei Möglichkeiten, die Energie von Domänenwänden abzusaugen und somit die Stabilisierung magnetischer Skyrmionen durch die DMI zusätzlich zu unterstützen: Zum einen kann die magnetostatische Wechselwirkung zwischen den einzelnen ferromagnetischen Lagen des Schichtsystems gezielte genutzt werden, um die Rotation der Magnetisierung in einer Domänenwand zu beeinflussen [41]. Zum anderen ermöglicht die Zwischenlagenaustauschkopplung die gezielte Einstellung einer ferro- oder antiferromagnetischen Kopplung unter diesen Lagen [494]. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit

konnte diesbezüglich zu zwei weiteren Veröffentlichungen beigetragen¹ werden, die jedoch nicht ausführlich diskutiert wurden:

[41] J. Lucassen et al., Phys. Rev. Lett. **123**, 157201 (2019).

[494] M. J. Meijer et al., Phys. Rev. Lett. **124**, 207203 (2020).

Eine Herausforderung im Rahmen einer gezielten Optimierung der DMI in Schichtsystemen, die durch Sputterdeposition hergestellt werden, ist, wie in den Kapiteln 4 und 6 abgeleitet wird, die reduzierte Grenzflächenqualität. Eine mögliche Fragestellung für weitere Untersuchungen ist, inwiefern sich die DMI verändert, wenn bspw. eine Materialdurchmischung an einer Grenzfläche kontrolliert erzeugt wird. Insbesondere für die Co/Ir-Grenzfläche werden an durch Sputterdeposition hergestellten Proben positive Werte der DMI berichtet [43, 49–53], während im Rahmen dieser Arbeit in Übereinstimmung mit Ab-initio-Berechnungen der DMI [36, 37, 54] für die ideale Co/Ir-Grenzfläche ein negativer Wert gefunden wurde. Zumindest für das nahezu ideale System konnte im Rahmen der vorliegenden Arbeit bereits herausgestellt werden, dass die Co/Pt- und die Co/Ir-Grenzflächen DMI-Konstanten unterschiedlichen Vorzeichens hervorrufen. Dies bedeutet, dass sich die Beiträge beider Grenzflächen zur DMI addieren, wenn Kobalt in einer Pt/Co/Ir-Schichtsequenz zwischen beiden Elementen aufgebracht wird. Es kann jedoch nicht beantwortet werden, wie sich die DMI bspw. durch eine Materialdurchmischung an einer Grenzfläche verändert und in Zukunft vielleicht gezielt modifizieren lässt.

¹Der Beitrag von FKT zu den Veröffentlichungen [41, 494] liegt in der Unterstützung bei der in Betriebsnahme des genutzten SEMPA-Instruments, nicht jedoch in der veröffentlichten Untersuchung.

Anhang

A.1 Beitrag der kubischen Anisotropie zu der senkrechten Vorzugsrichtung der Magnetisierung

In diesem Abschnitt wird der Frage nachgegangen, inwiefern sich aus der kubischen magnetokristallinen Anisotropie einer Kobaltschicht in der fcc-Stapelung auf einem Ir(111)- oder Pt(111)-Einkristall eine senkrechte Vorzugsrichtung der Magnetisierung ableiten lässt. Entsprechend der vorliegenden Symmetrie ist es zweckmäßig, die Magnetisierung gemäß der Gleichung 2.10 zu parametrisieren:

$$\vec{m} := \sqrt{\frac{1}{2}} \sin \theta \cos \varphi \begin{pmatrix} -1 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} + \sqrt{\frac{1}{6}} \sin \theta \sin \varphi \begin{pmatrix} -1 \\ -1 \\ 2 \end{pmatrix} + \sqrt{\frac{1}{3}} \cos \theta \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

Es folgt dann die Anisotropieenergiedichte [57]:

$$\begin{aligned} e_k = & K_{k1} \left[\frac{1}{4} \sin^4 \theta + \frac{1}{3} \cos^4 \theta - f_1(\theta, \varphi) \right] + \\ & \frac{1}{108} K_{k2} \left[2 \sin^6 \theta \sin^2(3\varphi) + \cos^2 \theta f_2^2(\theta) + 6 f_1(\theta, \varphi) f_2(\theta) \right] \\ & \text{mit } f_1(\theta, \varphi) = \frac{-\sqrt{2}}{3} \cos \theta \sin^3 \theta \sin(3\varphi) \text{ und } f_2(\theta) = 2 \cos^2 \theta - 3 \sin^2 \theta \end{aligned} \quad (\text{A.2})$$

Dieser Ausdruck ist abhängig von dem Winkel φ in der Filmebene und kann dementsprechend auch keine reine uniaxiale Anisotropie hervorrufen. Da für senkrechte Domänen und deren Domänenwände jedoch keine Vorzugsrichtungen innerhalb der Filmebene beobachtet werden, lässt sich davon ausgehen, dass dieser Anisotropiebeitrag im Vergleich mit anderen relevanten Wechselwirkungen vernachlässigbar ist und somit die Orientierung von Domänenwänden zwischen zwei Domänen nicht beeinflusst wird. Wenn beispielsweise Streufeldenergie und Austauschwechselwirkung eine homogene Verteilung der Magnetisierung in der Filmebene sicherstellen, so lässt sich A.2 über den Winkel φ integrieren und

eine effektive uniaxiale Anisotropie betrachten, die aus der eigentlich kubischen Symmetrie hervorgeht:

$$\begin{aligned}
 e_u &= K_{u1} \sin^2 \theta + K_{u2} \sin^4 \theta + \mathcal{O}(\sin^6 \theta) \\
 \text{mit } K_{u1} &= -\frac{6K_{k1} + 2K_{k2}}{9} \approx 4,1 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3 \\
 \text{und } K_{u2} &= \frac{7K_{k1} + 5K_{k2}}{12} \approx -3,6 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3
 \end{aligned} \tag{A.3}$$

Dabei wurden für K_{k1} und K_{k2} die bereits in Abschnitt 2.1.3 angegebenen Werte von Suzuki *et al.* [75] verwendet. Die uniaxialen Anisotropiekonstanten K_{u1} und K_{u2} sind vergleichsweise klein, sodass Kobalt in einer kubischen Kristallstruktur nur eine geringe magnetokristalline Anisotropie senkrecht zu der Filmebene hervorrufen kann. Da K_{u1} und K_{u2} über dies hinaus auch unterschiedliche Vorzeichen aufweisen, folgt, dass zwischen einer Magnetisierung innerhalb und außerhalb der Filmebene eine Energiedifferenz von nur $4,1 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3 - 3,6 \cdot 10^4 \text{ J/m}^3 = 5 \cdot 10^3 \text{ J/m}^3$ durch die mikrokristalline Anisotropie von fcc-Kobalt entstehen kann. Dieser Wert ist bspw. im Vergleich mit der Formanisotropie vernachlässigbar gering.

A.2 Ableitung der mikromagnetischen DMI

In diesem Abschnitt soll die DMI aus der Definition auf der atomaren Ebene in eine mikromagnetische Darstellung überführt werden. Es wird dafür nur die Wechselwirkung nächster Nachbaratome aufeinander berücksichtigt. Weitere Terme können analog integriert werden. Der Ausgangspunkt ist die Gleichung 2.20 mit dem DMI-Vektor $\vec{d}_{ij} = d_{\text{tot}} (\vec{e}_z \times \vec{e}_{ij})$.

$$E_{\text{DMI}} = \sum_{\langle i,j \rangle} \vec{d}_{ij} \cdot (\vec{s}_i \times \vec{s}_j) \quad (\text{A.4})$$

Die Grundannahme des Mikromagnetismus ist, dass sich der lokalisierte Spin $\vec{s}_i$ nur geringfügig zwischen benachbarten Gitterplätzen ändert und durch einen Wert $\vec{m}(\vec{r}_i)$ einer kontinuierlichen Magnetisierung $\vec{m}(\vec{r})$ ersetzt werden kann. Wegen der geringfügigen Änderung der Magnetisierung zwischen den einzelnen Gitterplätzen, lässt sich diese in einer Taylorreihe entwickeln. Aufgrund der dünnen Schichtdicken, die in der vorliegenden Arbeit betrachtet werden, kann eine Variation der Magnetisierung entlang der z-Richtung (senkrecht zur Filmebene) vernachlässigt werden. Man erhält:

$$\left\| \begin{aligned} \vec{s}_j = \vec{m}(\vec{r}_j) &\approx \vec{m}(\vec{r}_i) + r \cdot \begin{pmatrix} e_{ij}^x & e_{ij}^y & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \frac{\partial \vec{m}}{\partial x}(\vec{r}_i) \\ \frac{\partial \vec{m}}{\partial y}(\vec{r}_i) \\ 0 \end{pmatrix} \\ \text{Wobei } r &\text{ den Abstand zweier Atome in der Filmebene bezeichnet. Für} \\ \text{eine pseudomorphe Schicht auf einer fcc(111)-Oberfläche gilt daher} \\ r &= a/\sqrt{2} \text{ mit } a \text{ der Gitterkonstante des Substrates.} \\ e_{ij}^x \text{ und } e_{ij}^y &\text{ bezeichnen jeweils die x- und y-Komponente des auf eins} \\ \text{normierten Abstandsvektors zwischen den Gitterplätzen i und j. Daher} \\ \text{gilt } (e_{ij}^x)^2 + (e_{ij}^y)^2 &= 1 \end{aligned} \right\|$$

$$E_{\text{DMI}} = \sum_{\langle i,j \rangle} \vec{d}_{ij} \cdot \left(\vec{m}(\vec{r}_i) \times \left[\vec{m}(\vec{r}_i) + r \cdot \left(e_{ij}^x \cdot \frac{\partial \vec{m}}{\partial x} + e_{ij}^y \frac{\partial \vec{m}}{\partial y} \right) \right] \right) \quad (\text{A.5})$$

$$\left\| \vec{m} \times \vec{m} = 0 \right.$$

$$E_{\text{DMI}} = \sum_{\langle i,j \rangle} r \cdot \vec{d}_{ij} \cdot \left(\vec{m}(\vec{r}_i) \times \left(e_{ij}^x \cdot \frac{\partial \vec{m}}{\partial x} + e_{ij}^y \frac{\partial \vec{m}}{\partial y} \right) \right) \quad (\text{A.6})$$

$$\left\| \vec{d}_{ij} = d_{\text{tot}} (\vec{e}_z \times \vec{e}_{ij}) \right.$$

$$E_{\text{DMI}} = r \cdot d_{\text{tot}} \sum_{\langle i,j \rangle} (\vec{e}_z \times \vec{e}_{ij}) \cdot \left(\vec{m}(\vec{r}_i) \times \left(e_{ij}^x \cdot \frac{\partial \vec{m}}{\partial x} + e_{ij}^y \frac{\partial \vec{m}}{\partial y} \right) \right) \quad (\text{A.7})$$

Die Summe über Paare soll durch eine Summe über alle Atome und deren n Nachbarn ersetzt werden. Jedes Atom hat dabei in der fcc(111)-Oberfläche 6 nächste Nachbarn
Wegen der Doppelzählung ergibt sich ein Faktor $1/2$.

$$E_{\text{DMI}} = \frac{r \cdot d_{\text{tot}}}{2} \sum_i \sum_{n=1}^6 (\vec{e}_z \times \vec{e}_n) \cdot \left(\vec{m}(\vec{r}_i) \times \left(e_n^x \cdot \frac{\partial \vec{m}}{\partial x} + e_n^y \frac{\partial \vec{m}}{\partial y} \right) \right) \quad (\text{A.8})$$

$$E_{\text{DMI}} = \frac{r \cdot d_{\text{tot}}}{2} \sum_i \sum_{n=1}^6 \begin{pmatrix} -e_n^y & e_n^x & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} m^y \cdot \left[e_n^x \cdot \frac{\partial m^z}{\partial x} + e_n^y \cdot \frac{\partial m^z}{\partial y} \right] - m^z \cdot \left[e_n^x \cdot \frac{\partial m^y}{\partial x} + e_n^y \cdot \frac{\partial m^y}{\partial y} \right] \\ m^z \cdot \left[e_n^x \cdot \frac{\partial m^x}{\partial x} + e_n^y \cdot \frac{\partial m^x}{\partial y} \right] - m^x \cdot \left[e_n^x \cdot \frac{\partial m^z}{\partial x} + e_n^y \cdot \frac{\partial m^z}{\partial y} \right] \\ m^x \cdot \left[e_n^x \cdot \frac{\partial m^y}{\partial x} + e_n^y \cdot \frac{\partial m^y}{\partial y} \right] - m^y \cdot \left[e_n^x \cdot \frac{\partial m^x}{\partial x} + e_n^y \cdot \frac{\partial m^x}{\partial y} \right] \end{pmatrix} \quad (\text{A.9})$$

$$E_{\text{DMI}} = \frac{r \cdot d_{\text{tot}}}{2} \sum_i \sum_{n=1}^6 (e_n^x)^2 \cdot \left[m^z \cdot \frac{\partial m^x}{\partial x} - m^x \cdot \frac{\partial m^z}{\partial x} \right] + (e_n^x \cdot e_n^y) \cdot \left[-m^y \cdot \frac{\partial m^z}{\partial x} + m^z \cdot \frac{\partial m^y}{\partial x} + m^z \cdot \frac{\partial m^x}{\partial y} - m^x \cdot \frac{\partial m^z}{\partial y} \right] + (e_n^y)^2 \cdot \left[-m^y \cdot \frac{\partial m^z}{\partial y} + m^z \cdot \frac{\partial m^y}{\partial y} \right] \quad (\text{A.10})$$

|| Ausführen der Summe über die sechs Nachbaratome. Für $\vec{e}_n$
erhält man mit $n = 1-6$

$$\left\| \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \frac{1}{2} \\ \frac{\sqrt{3}}{2} \\ 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} -\frac{1}{2} \\ \frac{\sqrt{3}}{2} \\ 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} -1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} -\frac{1}{2} \\ -\frac{\sqrt{3}}{2} \\ 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \frac{1}{2} \\ -\frac{\sqrt{3}}{2} \\ 0 \end{pmatrix} \right\|$$

$$E_{\text{DMI}} = \frac{r \cdot d_{\text{tot}}}{2} \sum_i 3 \cdot \left[m^z \cdot \frac{\partial m^x}{\partial x} - m^x \cdot \frac{\partial m^z}{\partial x} \right] + 3 \cdot \left[-m^y \cdot \frac{\partial m^z}{\partial y} + m^z \cdot \frac{\partial m^y}{\partial y} \right] \quad (\text{A.11})$$

$$= \frac{3 \cdot r \cdot d_{\text{tot}}}{2} \sum_i m^z \cdot \frac{\partial m^x}{\partial x} - m^x \cdot \frac{\partial m^z}{\partial x} - m^y \cdot \frac{\partial m^z}{\partial y} + m^z \cdot \frac{\partial m^y}{\partial y} \quad (\text{A.12})$$

$$= \frac{3 \cdot r \cdot d_{\text{tot}}}{2} \sum_i \left(m^z \vec{\nabla} \cdot \vec{m} - \left(\vec{m} \cdot \vec{\nabla} \right) m^z \right) \quad (\text{A.13})$$

|| $E_{\mu\text{-mag.}}$ bezeichnet die mikromagnetische Energiedichte und ist
daher auf ein Volumen normiert. Mit einer Schichtdicke t und
der Fläche eines Atoms von $\sigma = \sqrt{3}/4 \cdot a^2$ folgt:

$$E_{\mu\text{-mag.}} = \sqrt{3} \cdot 2 \frac{r d_{\text{tot}}}{t a^2} \left(m^z \vec{\nabla} \cdot \vec{m} - \left(\vec{m} \cdot \vec{\nabla} \right) m^z \right) \quad (\text{A.14})$$

$$\left\| r = a/\sqrt{2} \right\|$$

$$E_{\mu\text{-mag.}} = \sqrt{6} \frac{d_{\text{tot}}}{t a} \left(m^z \vec{\nabla} \cdot \vec{m} - \left(\vec{m} \cdot \vec{\nabla} \right) m^z \right) \quad (\text{A.15})$$

$$\left\| \begin{array}{l} \text{Die Gleichung 2.21 liefert} \\ E_{\mu\text{-mag.}} := D \left(m^z \vec{\nabla} \cdot \vec{m} - \left(\vec{m} \cdot \vec{\nabla} \right) m^z \right) \end{array} \right.$$

$$\Rightarrow D = \frac{\sqrt{6}}{ta} d_{\text{tot}} \tag{A.16}$$

Scanning electron microscopy with polarization analysis for multilayered chiral spin textures

Juriaan Lucassen,^{1,a)} Fabian Kloodt-Twesten,² Robert Frömter,² Hans Peter Oepen,² Rembert A. Duine,^{1,3} Henk J. M. Swagten,¹ Bert Koopmans,¹ and Reinoud Lavrijsen¹

¹*Department of Applied Physics, Eindhoven University of Technology, P.O. Box 513, 5600 MB Eindhoven, The Netherlands*

²*Institut für Nanostruktur-und Festkörperphysik, Universität Hamburg, Jungiusstraße 11, 20355 Hamburg, Germany*

³*Institute for Theoretical Physics, Utrecht University, Princetonplein 5, 3584 CC Utrecht, The Netherlands*

(Received 1 August 2017; accepted 14 September 2017; published online 25 September 2017)

We show that scanning electron microscopy with polarization analysis (SEMPA) that is sensitive to both in-plane magnetization components can be used to image the out-of-plane magnetized multi-domain state in multilayered chiral spin textures. By depositing a thin layer of Fe on top of the multilayer, we image the underlying out-of-plane domain state through the mapping of its stray fields in the Fe. We also demonstrate that SEMPA can be used to image the domain wall chirality in these systems after milling away the capping layer and imaging the topmost magnetic layer directly. *Published by AIP Publishing.* [<http://dx.doi.org/10.1063/1.4998535>]

Since the observation of room-temperature magnetic skyrmions in thin-film multilayer systems,^{1–3} much progress has been made in understanding the role of the Dzyaloshinskii-Moriya interaction (DMI) in these systems. However, to further our understanding high resolution imaging techniques are needed that are able to resolve the nanoscale spin texture. Until now, a few methods have been used to image the magnetic order in these systems. These are X-ray magnetic circular dichroism photoemission electron microscopy (XMCD-PEEM),² magnetic transmission (soft) X-ray microscopy (MTXM),^{1,3} spin-polarized low-energy electron microscopy (SPLEEM),⁴ magnetic force microscopy (MFM),^{5,6} Lorentz transmission electron microscopy (LTEM),⁷ and imaging with nitrogen vacancy (NV)-centres in diamond.⁸ MFM, and NV-centres, however, provide no direct information on the chirality of the domain walls and skyrmions in out-of-plane (OOP) magnetized systems and LTEM and MTXM require transparent samples.^{1,3,7}

Scanning electron microscopy with polarization analysis (SEMPA^{9–11}) combines a resolution down to 3 nm¹² with the capability to map both in-plane (IP) magnetization components or one IP and the OOP component simultaneously.^{13,14} It has been demonstrated that SEMPA can be used to image the sense of rotation of domain walls in the epitaxial single layer Pt/Co/vacuum system.¹⁵ SEMPA is also an attractive option for studies of magnetization dynamics with the recent advances in time-resolved SEMPA.¹⁶ However, in general, SEMPA experiments face two challenges when trying to analyze multilayer systems. First, the high surface sensitivity (penetration depths less than 1 nm), which requires a milling step to remove the paramagnetic capping layer before measurement.¹⁷ Second, today's commercially available SEMPA systems are sensitive only to the IP magnetization components, which means that OOP domains can only be observed directly with reduced signal-to-noise ratio by tilting the sample with respect to the spin detector.¹⁸

In this letter, we describe a method in which an IP SEMPA system is used to image OOP domains in capped systems relevant for skyrmion stabilization. By depositing a thin film of IP Fe on top of the capped OOP multilayer structures, we image the OOP domains because the Fe will be polarized in the direction of the stray fields coming from the system underneath. We show that the amount of evaporated Fe is not critical and that this method can be used to image through both 3 and 11 nm Pt capping layers. We validate this method by comparing it to MFM measurements on the same samples.

With SEMPA we are able to go one step further; it is also possible to image both the domains and domain walls by mapping both the IP domain wall magnetization direction and OOP domains simultaneously. For the latter experiments the capping layer is removed by ion beam milling, after which a thin layer of Co is deposited to enhance the SEMPA contrast. For imaging, the sample is tilted which gives both IP and OOP contrast. Using this approach, we show that an Ir/Co/Pt multilayer repeat system has clockwise (CW) Néel walls at the top surface, which demonstrates that SEMPA can be used to investigate nanoscale multilayered chiral spin textures.

The systems which are investigated are Ir/Co/Pt multilayers with a varying number of repeats and thicknesses, as these are the typical material stacks in which skyrmions have been found.^{1,5,6} We chose thicknesses and repeats for which an as-grown OOP multi-domain state is present to ensure that no field sequences are needed before a SEMPA measurement. The samples are DC magnetron sputtered using Ar at 1×10^{-2} mbar on a Si substrate with a native oxide in a system with a base pressure of 3×10^{-8} mbar. The sample compositions are //Ta(4)/Pt(2)/X/Pt(2), with X for the individual samples given by

Sample A: [Pt(1)/Co(0.9)/Ir(1)] $\times$ 15

Sample B: [Pt(1)/Co(1)/Ir(1)] $\times$ 15 (for this sample, the Pt capping layer was 10 nm thick)

Sample C: [Pt(1)/Co(1.2)/Ir(1)] $\times$ 25

^{a)}Electronic mail: j.lucassen@tue.nl

Sample D: [Pt(1)/Co(1.3)/Pt(1)] $\times$ 25

Sample E: [Ir(1)/Co(1.2)/Pt(1)] $\times$ 25,

where the thicknesses in parentheses are given in nm. The SEMPA system at the University of Hamburg is described elsewhere.¹⁹ Fe and Co overlayers are evaporated directly in the SEMPA chamber using e-beam evaporation. All measurements are performed in the virgin state and at room temperature, except for sample A. It shows no domains in the virgin state and is demagnetized using an oscillating exponentially decaying in-plane field prior to measurement. The magnetization and anisotropy of the samples are determined using a SQUID-VSM at room temperature. MFM measurements are performed under ambient conditions using a NT-MDT Solver P47H with low-moment magnetic tips (NT-MDT FMG01) using a two-pass technique by recording the phase shift.²⁰

The stray field imaging technique is based on the principle depicted in Fig. 1(a). By evaporating a thin layer of IP Fe on a capped OOP multilayer stack, the IP stray fields emanating from this OOP layer can be imaged by mapping the IP Fe domains with SEMPA. This is different compared to the well-known technique where a layer of exchange-coupled Fe is used to enhance the magnetic contrast²¹ because the dipolar coupling dominates here. As OOP domains in the up-direction act as IP field sources, and down-domains as IP field sinks, the OOP domains can be visualized by taking the spatial divergence of the Fe magnetization. The distinction between source and drain also makes it possible to distinguish between the underlying up and down domains.

To demonstrate this technique, in Fig. 1(b), we show vectorial IP SEMPA images of sample B, where 3.0 nm of Fe has been evaporated *in situ*. The sources and drains are

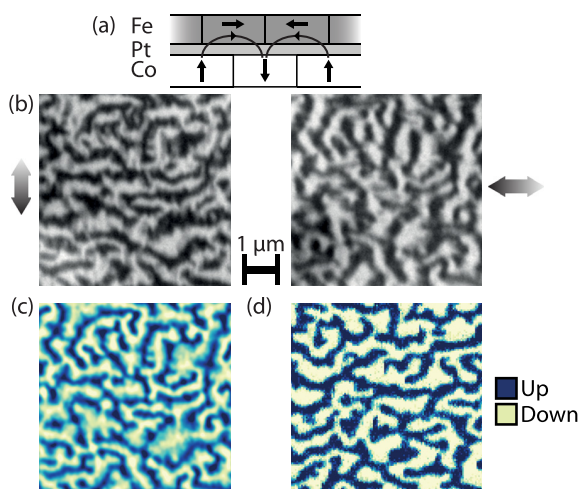


FIG. 1. (a) Principle of the IP stray field imaging technique. The stray fields from the OOP Co system align the evaporated IP Fe through the capping layer. (b) SEMPA images of sample B with 3.0 nm of Fe evaporated on top. The left image shows the (in-plane) up-down magnetization, and the right image shows the simultaneously recorded right-left magnetization, where the arrows denote the relationship between the contrast and the magnetization direction. (c) Spatial divergence of the Fe domain pattern from (b) revealing the underlying OOP Co domains. The divergence was calculated after Gaussian smoothing the SEMPA images. (d) MFM image of the same sample (different area).

found by calculating the divergence as shown in Fig. 1(c), where the characteristic worm-like domain structure of the underlying Co system becomes visible.^{1–3,5,6} This verifies the principle described in Fig. 1(a) and demonstrates that we are able to use Fe decoration to image OOP domains with an IP SEMPA system through a Pt capping layer.

Although it seems highly unlikely that the magnetic domain structure of the Fe is not related to the underlying Co, we further substantiate our claim by comparing SEMPA with MFM imaging. A qualitative comparison is found in Fig. 1(d), where we show a MFM image of the same sample as Fig. 1(c). From this, it is clear that the domain structure and size are approximately the same. A more quantitative analysis is given in Fig. 2 where domain sizes from both SEMPA and MFM measurements are directly compared for all samples investigated. The domain sizes and uncertainties were determined from a quadratic fit to an angular averaged 2D Fourier transform of images such as those depicted in Figs. 1(c) and 1(d) (see [supplementary material](#)). From several measurements of the domain size on different areas of the same sample, we still find significant variations of the domain size ($\sim 15\%$ based upon the 3 nm Fe data of sample D, and the 4 nm Fe data of samples C, D, and E). This indicates that the uncertainty in the analysis is larger than the fit uncertainty, and we attribute this to a large spread in domain sizes that is not properly sampled for the small scan sizes ($25\text{--}100\text{ }\mu\text{m}^2$) taken.

Based on this analysis, we draw two main conclusions. Concerning the SEMPA data alone, we find that there is no discernible change of domain size as the Fe thickness increases. Hence, we may conclude that the evaporated Fe does not impact the magnetic system underneath for the range of thicknesses studied. To further illustrate the fact that the Fe does not impact the system underneath, we find that we can perfectly overlay two images of the exact same area with a 1 nm difference of evaporated Fe between the

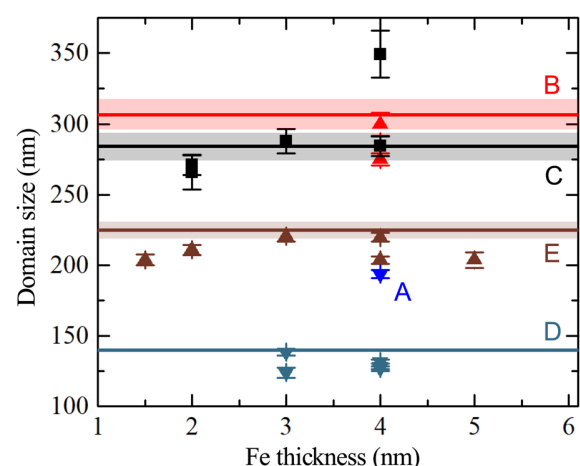


FIG. 2. Domain sizes obtained from SEMPA measurements (points) for different evaporated Fe thicknesses. The lines are the domain sizes obtained from MFM measurements, where no Fe was evaporated, and the shaded area indicates the uncertainty of the MFM measurements. The uncertainties given here are the fit uncertainties from the analysis described in the [supplementary material](#), but the spread in points at the same Fe thickness suggests the actual uncertainties are larger ($\sim 15\%$ of the domain size). The labels indicate the corresponding sample. No MFM measurements were performed for sample A.

two (see [supplementary material](#)). Finally, comparing the obtained domain sizes from both SEMPA and MFM we find that they are approximately equal. Although, on average, the MFM domain sizes are a bit larger than the SEMPA domain sizes, both methods agree with each other within the $\sim 15\%$ uncertainty interval.

To image both the domains and domain walls, we switch to a different technique. First, the Pt capping layer is removed using a neutralized Ar ion beam at an acceleration voltage of 150 eV. The milling is stopped when faint magnetic contrast is obtained. Because we find very little contrast when doing this (quite possibly due to intermixing during growth and/or milling), we also evaporate a small dusting layer of Co that is exchange coupled to the multilayer stack underneath to increase the magnetic contrast in SEMPA. We then tilt the sample with respect to the spin detector, such that the OOP domains appear in the IP magnetization images.

SEMPA images obtained with this method on sample E are shown in Fig. 3(a). The tilt angle during the measurement was 9° with respect to the spin detector and we observe domain contrast in both IP magnetization images due to this sample tilt.²² In combination with this OOP domain contrast, we also expect to see IP magnetization contrast due to the domain walls. This is indeed what is observed in the right-left asymmetry image with a darker lining on the left side of the light domains, and brighter lining on the right side of the light domains. These are the magnetization components belonging to the domain walls. Also note that these linings are not present at the top and bottom of the domains, which is a first indication of Néel walls discussed in more detail in the next paragraph.

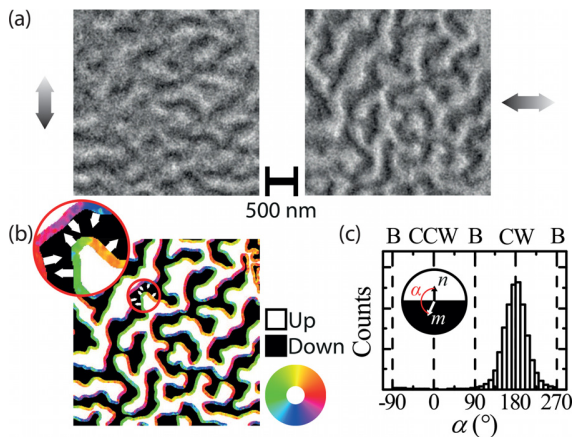


FIG. 3. (a) SEMPA images of the $[\text{Ir}(1)/\text{Co}(1.2)/\text{Pt}(1)] \times 25$ (sample E) system with a dusting layer of Co on top. Left image shows the up-down magnetization, and the right image shows the right-left magnetization, where the arrows denote the relationship between the contrast and the magnetization direction. Due to the tilt angle, the bright domains indicate an OOP up domain. (b) Composite image of the results shown in (a). The magnetic domain walls are superimposed on the OOP domains (black/white). The color-wheel indicates the direction of the magnetization in the walls, and the inset is zoomed-in part of the image, where we also denote the magnetization direction by arrows. (c) Histogram of the angle α between the domain wall normal n and the magnetization direction m in the wall for all the pixels in the domain walls shown in (b). The dotted lines indicate the type of wall that corresponds to that α , where B indicates a Bloch wall, CW a clockwise Néel wall, and CCW a counter-clockwise Néel wall. The inset gives the definitions of n , m , and α .

In Fig. 3(b), both the domain contrast and the magnetization direction in the walls are combined. Here, black and white represent the OOP domain magnetization while the IP magnetization components of the domain walls are shown in color according to the color wheel. The magnetization in the walls is oriented parallel to the domain wall normal (most clearly visible in the inset) and alternates in direction between each successive domain wall which means that we have clockwise (CW) Néel walls.^{23,24} A more quantitative analysis confirms this and is depicted in Fig. 3(c). Here, we plot the histogram of the angle between the domain wall normal and the magnetization direction in the wall for all the measurement pixels in the wall indicated by the colored ribbons (based on the analysis in Ref. 23). It is indeed centered around 180° , which implies we have CW Néel walls. The standard deviation of this distribution is 40° , and we estimate that there is at least a 20° contribution to this standard deviation due to measurement (Poisson) noise¹⁹ and errors in the determination of the domain wall normal n .

Under the assumption that these CW Néel walls are stabilized by the interfacial DM interaction we obtain the sign of D as well as a minimum value for D . D is negative because we have CW Néel walls.^{24,25} Using the effective medium approach described in Ref. 26, we calculate the threshold $|D|$ for the formation of complete Néel walls. Taking $A = 1.6 \times 10^{-11} \text{ J m}^{-1}$ (Ref. 27) and $K_{\text{eff}} = 0.36 \text{ MJ m}^{-3}$ as well as $M_S = 0.87 \text{ MA m}^{-1}$ obtained from SQUID-VSM measurements, we find $|D| > 0.84 \text{ mJ m}^{-2}$. The sign of D matches theoretical predictions²⁸ for Ir/Co/Pt stacks and corresponds to the sign in inverse Pt/Co/Ir stacks,²⁹ for which $D > 0$. The lower boundary for the size also matches literature values, where they find $|D| = 1.7 \text{ mJ m}^{-2}$ for Pt/Co/Ir²⁹ and $|D| \sim 0.9 \text{ mJ m}^{-2}$ for Ir/Co/Pt,^{1,5,6} where the values have been rescaled such that they match our Co thickness. It should also be possible to extract the actual strength of D by looking at the domain sizes.¹⁻³ However, as detailed in the [supplementary material](#), we encountered several problems when trying to apply this commonly used method to our results.

Although we assumed the domain chirality is fixed by the DMI, we want to mention an effect that is also able to stabilize CW Néel walls at the top interface which is expected to have a significant contribution to the wall structures observed in this paper. For thick OOP layers without DMI, with thicknesses larger than the horizontal Bloch line width $\sqrt{2A/\pi M_S^2} \sim 5.8 \text{ nm}$ [where $M_S = 0.87 \text{ MA m}^{-1}$ the saturation magnetization determined from SQUID-VSM and $A = 1.6 \times 10^{-11} \text{ J m}^{-1}$ (Ref. 27)] dipolar interactions become important, such that horizontal Bloch lines with Néel caps will be formed instead of pure Bloch or Néel walls.³⁰⁻³³ These walls, driven by flux closure, have a hybrid structure, with CW Néel like walls at the top interface and counter-clockwise (CCW) Néel like walls at the bottom interface, with a Bloch wall in the middle. Based on the analysis from Ref. 34, we expect hybrid domain walls that lay in between a Bloch and a CW Néel wall at the top interface, driven purely by dipolar interactions. This means that dipolar interactions can in part explain the CW chirality of the walls observed here, as only the topmost interface is sampled with SEMPA. We stress that the preceding analysis ignores the multilayer structure with the non-magnetic spacers that will reduce the

effective exchange interaction,³⁵ reducing the Bloch line width and making this effect even more pronounced. Because this flux closure will affect both the domain wall energy as well as the chirality, it is vital that we understand the role dipolar interactions play in these multilayer systems.

Last, we want to comment on some of the relevant details of the techniques described here, starting with the stray field imaging. In addition to the lack of dependence of the imaged domains on the Fe thickness, we also find that the thickness of the non-magnetic capping layer is not critical. By depositing a thin layer of Fe, we could image through an 11 nm Pt capping layer (sample B) as well as through several 3 nm capping layers (samples A, C–E). The theoretical resolution and applicability of this technique depends on several factors. First, the stray fields of the Fe need to be small enough such that the multilayer system remains unaffected. Second, the stray fields from the Co need to be large enough to overcome any anisotropy and exchange interaction in the Fe that hinders alignment along the stray fields. In this limit, the resolution of this technique is determined by the domain wall width in the Fe, as this is the ultimate length scale on which the magnetization in the Fe can reverse its direction. Assuming head-to-head transverse walls, we find a resolution of ~ 25 nm.³⁶

We would also like to point out that this technique is not only applicable to SEMPA, but can likewise be beneficial to other surface sensitive techniques such as SPLEEM³⁷ and XMCD-PEEM³⁸ if one wants to image OOP domains in capped systems. It is especially attractive for multilayer systems because there is enough magnetic volume such that it is extremely unlikely that a thin layer of Fe will influence the system underneath via stray fields. This makes the technique an extremely valuable addition to the tool-set of imaging magnetic domains (and, potentially, skyrmions) in multilayer systems. For example, we envision the application of this technique to time-resolved SEMPA investigations of skyrmion dynamics. However, note that such an IP capping layer has led to more complex IP domain structures for isolated bubbles.³¹

The second technique, where we image the magnetic domain walls directly, is more elaborate. To get the correct domain wall magnetization directions from SEMPA the exposed Co needs to be exchange coupled to the layers underneath. If this is not the case, the chirality of the imaged domain wall will be determined by the DMI of the uncoupled exposed Co layer instead of the DMI of the complete stack. Yet, even though determining the chirality of the underlying stack can be problematic, simple OOP domain imaging using the sample tilt can always be used in multilayer structures due the dipolar and/or exchange coupling between the different magnetic layers. We could also imagine this technique will be very viable for *in-situ* investigations where the sputtering away of the capping layer is not needed.¹⁵ Last, obtaining significant OOP domain contrast takes significantly longer than the Fe decoration technique due to the small sample-tilt making this technique less viable for time-resolved SEMPA or quick overview images.^{16,18,19}

In summary, we have shown that SEMPA is a valuable tool for the imaging of multilayered chiral spin textures. We demonstrate a stray field imaging technique using Fe

decoration with which an IP SEMPA is used to image OOP domains. Building on that, we also showed that SEMPA is able to image the domain walls by milling away the capping layer and tilting the sample. This opens up a pathway to fundamental investigations of the domain (wall) structure in chiral spin textures using SEMPA, as well as the option of time-resolved SEMPA in skyrmionic systems.¹⁶

See [supplementary material](#) for (1) a description of the procedure used to extract the domain size; (2) a comparison between two images taken on the same spot with different Fe thicknesses; and (3) a summary of the SQUID-VSM data and domain wall energy calculations.

The authors acknowledge N. S. Kiselev for pointing out that in thick OOP films horizontal Bloch lines are formed. This work is part of the research programme of the Foundation for Fundamental Research on Matter (FOM), which is part of the Netherlands Organisation for Scientific Research (NWO). We gratefully acknowledge funding from Deutsche Forschungsgemeinschaft via Sonderforschungsbereich 668.

¹C. Moreau-Luchaire, C. Moutafis, N. Reyren, J. Sampaio, C. A. F. Vaz, N. Van Horne, K. Bouzehouane, K. Garcia, C. Deranlot, P. Warnicke, P. Wohlhüter, J.-M. George, M. Weigand, J. Raabe, V. Cros, and A. Fert, *Nat. Nanotechnol.* **11**, 444 (2016).

²O. Boulle, J. Vogel, H. Yang, S. Pizzini, D. d. S. Chaves, A. Locatelli, T. O. M. A. Sala, L. D. Buda-Prejbeanu, O. Klein, M. Belmeguenai, Y. Roussigné, A. Stashkevich, S. M. Chérif, L. Aballe, M. Foerster, M. Chshiev, S. Auffret, I. M. Miron, and G. Gaudin, *Nat. Nanotechnol.* **11**, 449 (2016).

³S. Woo, K. Litzius, B. Krüger, M.-Y. Im, L. Caretta, K. Richter, M. Mann, A. Krone, R. M. Reeve, M. Weigand, P. Agrawal, I. Lemesch, M.-A. Mawass, P. Fischer, M. Kläui, and G. S. D. Beach, *Nat. Mater.* **15**, 501 (2016).

⁴G. Chen, A. Mascaraque, A. T. N'Diaye, and A. K. Schmid, *Appl. Phys. Lett.* **106**, 242404 (2015).

⁵A. Soumyanarayanan, M. Raju, A. L. Gonzalez Oyarce, A. K. C. Tan, M.-Y. Im, A. P. Petrovic, P. Ho, K. H. Khoo, M. Tran, C. K. Gan, F. Ernult, and C. Panagopoulos, *Nat. Mater.* **16**, 898–904 (2017).

⁶M. Bačani, M. A. Marioni, J. Schwenk, and H. J. Hug, “How to measure the local Dzyaloshinskii-Moriya interaction in skyrmion thin film multilayers,” e-print [arXiv:1609.01615](#) [cond-mat.mtrl-sci].

⁷S. D. Pollard, J. A. Garlow, J. Yu, Z. Wang, Y. Zhu, and H. Yang, *Nat. Commun.* **8**, 14761 (2017).

⁸Y. Dovzhenko, F. Casola, S. Schlotter, T. X. Zhou, F. Büttner, R. L. Walsworth, G. S. D. Beach, and A. Yacoby, “Imaging the spin texture of a skyrmion under ambient conditions using an atomic-sized sensor,” e-print [arXiv:1611.00673](#) [cond-mat.str-el].

⁹K. Koike and K. Hayakawa, *Jpn. J. Appl. Phys., Part 2* **23**, L187 (1984).

¹⁰J. Unguris, D. T. Pierce, and R. J. Celotta, *Rev. Sci. Instrum.* **57**, 1314 (1986).

¹¹H. P. Oepen and J. Kirschner, *J. Phys., Colloq.* **49**, C8-1853 (1988).

¹²K. Koike, *Microscopy* **62**, 177 (2013).

¹³A. B. R. Allenspach and M. Stampanoni, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 3344 (1990).

¹⁴H. P. Oepen and J. Kirschner, *Scanning Microsc.* **5**, 1 (1991).

¹⁵E. C. Corredor, S. Kuhrau, F. Klödt-Twesten, R. Frömter, and H. P. Oepen, *Phys. Rev. B* **96**, 060410 (2017).

¹⁶R. Frömter, F. Klödt, S. Röbler, A. Frauen, P. Staech, D. R. Cavicchia, L. Bocklage, V. Röbisch, E. Quandt, and H. P. Oepen, *Appl. Phys. Lett.* **108**, 142401 (2016).

¹⁷J. Unguris, “Scanning electron microscopy with polarization analysis (SEMPA) and its applications,” in *Experimental Methods in the Physical Sciences*, edited by M. De Graef and Y. Zhu (Academic Press, 2001), Vol. 36, pp. 167–193; H. Oepen and H. Hopster, “SEMPA studies of thin films, structures, and exchange coupled layers,” in *Magnetic Microscopy of Nanostructures*, edited by H. Hopster and H. P. Oepen (Springer, Berlin, Heidelberg, 2005), pp. 137–167.

- ¹⁸R. Frömter, H. Stillrich, C. Menk, and H. P. Oepen, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 207202 (2008).
- ¹⁹R. Frömter, S. Hankemeier, H. P. Oepen, and J. Kirschner, *Rev. Sci. Instrum.* **82**, 033704 (2011).
- ²⁰S. Hosaka, A. Kikukawa, Y. Honda, H. Koyanagi, and S. Tanaka, *Jpn. J. Appl. Phys., Part 2* **31**, L904 (1992).
- ²¹T. Van Zandt, R. Browning, and M. Landolt, *J. Appl. Phys.* **69**, 1564 (1991).
- ²²The sample is actually tilted in the IP up-down asymmetry axis, but due to a slight misalignment of the spin detectors (11°) and imperfect sample mounting conditions, we actually observe the dominant OOP contrast in the left-right spin direction.
- ²³G. Chen, T. Ma, A. T. N'Diaye, H. Kwon, C. Won, Y. Wu, and A. K. Schmid, *Nat. Commun.* **4**, 2671 (2013).
- ²⁴M. Heide, G. Bihlmayer, and S. Blügel, *Phys. Rev. B* **78**, 140403 (2008).
- ²⁵A. Thiaville, S. Rohart, E. Jué, V. Cros, and A. Fert, *Europhys. Lett.* **100**, 57002 (2012).
- ²⁶I. Lemesch, F. Büttner, and G. S. D. Beach, *Phys. Rev. B* **95**, 174423 (2017).
- ²⁷P. J. Metaxas, J. P. Jamet, A. Mougin, M. Cormier, J. Ferré, V. Baltz, B. Rodmacq, B. Dieny, and R. L. Stamps, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 217208 (2007); C. Eyrieh, A. Zamani, W. Huttema, M. Arora, D. Harrison, F. Rashidi, D. Broun, B. Heinrich, O. Mryasov, M. Ahlberg, O. Karis, P. E. Jönsson, M. From, X. Zhu, and E. Girt, *Phys. Rev. B* **90**, 235408 (2014).
- ²⁸H. Yang, A. Thiaville, S. Rohart, A. Fert, and M. Chshiev, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 267210 (2015); **118**, 219901 (2017).
- ²⁹D.-S. Han, N.-H. Kim, J.-S. Kim, Y. Yin, J.-W. Koo, J. Cho, S. Lee, M. Kläui, H. J. M. Swagten, B. Koopmans, and C.-Y. You, *Nano Lett.* **16**, 4438 (2016).
- ³⁰A. Hubert and R. Schäfer, *Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures*, 1st ed. (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1998), pp. 240–241.
- ³¹A. Malozemoff and J. Slonczewski, *Magnetic Domain Walls in Bubble Materials*, Applied Solid State Science: Supplement (Academic Press, New York, 1979).
- ³²R. Ploessl, J. N. Chapman, M. R. Scheinfein, J. L. Blue, M. Mansuripur, and H. Hoffmann, *J. Appl. Phys.* **74**, 7431 (1993).
- ³³M. Tekielak, R. Gieniusz, M. Kisielewski, P. Mazalski, A. Maziewski, V. Zablotskii, F. Stobiecki, B. Szymański, and R. Schäfer, *J. Appl. Phys.* **110**, 043924 (2011).
- ³⁴A. Hubert, *J. Appl. Phys.* **46**, 2276 (1975).
- ³⁵V. Kamberský, P. de Haan, J. Šimšová, S. Porthun, R. Gemperle, and J. Lodder, *J. Magn. Magn. Mater.* **157**, 301 (1996).
- ³⁶Y. Nakatani, A. Thiaville, and J. Miltat, *J. Magn. Magn. Mater.* **290–291**(Part 1), 750 (2005).
- ³⁷N. Rougemaille and A. K. Schmid, *Eur. Phys. J.: Appl. Phys.* **50**, 20101 (2010).
- ³⁸C. M. Schneider and G. Schönhense, *Rep. Prog. Phys.* **65**, 1785 (2002).

A.4 Weitere Angaben und Umrechnungen zu der Tabelle 4.1

In den Referenzen [28, 43] ist das Vorzeichen der DMI abweichend zu dieser Arbeit definiert. Der angegebene Wert wurde an die in dieser Arbeit verwendete Definition angepasst.

Moreau-Luchaire *et al.* [31] untersuchen ein Pt/[Co/Ir/Pt]₁₀/Co/Pt-Schichtsystem mit jeweils 0,6 nm dicken Kobaltschichten. Aus der Größe von Skyrmionen in Abhängigkeit eines Magnetfeldes bestimmen die Autoren $|D| = (1,9 \pm 0,2) \text{ mJ/m}^2$. In einem zweitem Ansatz wird die Größe von Domänen mit Simulationen verglichen und liefert $|D| = (1,6 \pm 0,2) \text{ mJ/m}^2$ für dasselbe System. Entsprechend lässt sich von einer DMI im Bereich von $|D| = 1,4 \text{ mJ/m}^2$ bis $|D| = 2,1 \text{ mJ/m}^2$ ausgehen. Da nur zehn der elf Kobaltlagen asymmetrisch zwischen Platin und Iridium gestapelt sind, folgt ein auf das [Pt/Co/Ir]-Dreilagensystem bezogener Grenzflächenparameter D_s von $D \cdot 0,6 \text{ nm} \cdot 11/10 = \pm (1,2 \pm 0,3) \text{ pJ/m}$. Die gleiche Gruppe untersucht ebenfalls durch ein Domänengrößenmodell in [390] die DMI verschiedener [Pt/Co/Ir]-, [Ir/Co/Pt]- sowie [AlO_x/Co/Pt]- und [Pt/Co/AlO_x]-Proben. In dieser Untersuchung kann durch ein Röntgenstreuexperiment auch der Rotationssinn der Domänenwände bestimmt werden, sodass das Vorzeichen der DMI ebenfalls bekannt ist. Um den Umfang der Tabelle 4.1 gering zu halten, wurden für jede Stapelung nur die Angaben verwendet, von denen auszugehen ist, dass diese die besten Grenzflächeneigenschaften widerspiegeln (d.h. mit einer Ta-Wachstumsschicht und wenigen Wiederholungen). Aus den Systemen 2,4,8 und 9 folgen die gemachten Angaben in analoger Rechnung zu zuvor.

Bacani *et al.* [42] untersuchen ein Pt/[Co/Ir/Pt]₅/Co/Pt-Schichtsystem mit jeweils 0,6 nm dicken Kobaltschichten und bestimmen dort $|D| = (1,97 \pm 0,01) \text{ mJ/m}^2$. Da nur fünf der sechs Kobaltlagen asymmetrisch zwischen Platin und Iridium gestapelt sind, folgt ein auf das [Pt/Co/Ir]-Dreilagensystem bezogener Grenzflächenparameter D_s von $D \cdot (6 \cdot 0,6 \text{ nm}) \div 5 = \pm (1,4 \pm 0,01) \text{ pJ/m}$.

Shahbazi *et al.* [50] bestimmen die DMI eines Ir/Co/Pt-Schichtsystems sowohl über die asymmetrische Ausdehnung von Bubble-Domänen ($D = (1,6 \pm 0,3) \text{ mJ/m}^2$) als auch über BLS ($D = (1,8 \pm 0,1) \text{ mJ/m}^2$). Beide Werte stimmen im Rahmen des Fehlers überein. Da der mittels BLS bestimmte Wert einen niedrigeren Fehler ausweist, ist nur dieser in

der Tabelle 4.1 angegeben. Aus einer Co-Schichtdicke von 0,8 nm folgt $D_s = D \cdot 0,8 \text{ nm} = (1,4 \pm 0,1) \text{ pJ/m}$

Cho *et al.* [136] bestimmen über BLS die DMI eines AlO_x/Co/Pt-Schichtsystems als Funktion der Kobaltschichtdicke. Sie erhalten eine maximale DMI von 1,2 mJ/m² bei der minimalen Schichtdicke von 1,0 nm. Dieselben Autoren veröffentlichen in [49] eine lineare Funktionsanpassung an die Daten aus [136]. Aus der Steigung der Geraden kann ein Wert von $D_s = 1,4 \text{ pJ/m}$ abgelesen werden. Ebenso folgt aus Ref [49] für AlO_x/Co/Ir $D_s = 0,9 \text{ pJ/m}$. Ebenfalls dieselbe Gruppe veröffentlicht in [137] für ein AlO_x/Co/Pt-Schichtsystem eine DMI von $(1,65 \pm 0,13) \text{ mJ/m}^2$ bei der Schichtdicke von 1,35 nm. Dies entspricht einem DMI-Grenzflächenparameter von $D_s = (2,2 \pm 0,2) \text{ pJ/m}$, der wegen einer verwendeten Ta-Wachstumsschicht signifikant größer ist zuvor ohne diese Schicht ($D_s = 1,4 \text{ pJ/m}$).

Han *et al.* [33] bestimmen die DMI an Ir/Co/Pt und Pt/Co/AlO_x sowohl über die Verschiebung der Hysteresekurve einer asymmetrischen Mikrostruktur als auch über BLS. Da durch die nicht genau bekannte Austauschkonstante A von einem systematischen Fehler in der ersten Methode auszugehen ist, wurde der über BLS-bestimmte Wert in der Tabelle 4.1 verwendet.

Khadka *et al.* [405] untersuchen drei verschiedene Ir/Co/Pt-Proben. Da eine zu dünne Schichtdicke des Iridiums einen Einfluss auf die DMI zu haben scheint, wird in der Tabelle 4.1 der Wert von $(1,42 \pm 0,18) \text{ mJ/m}^2$, der bei der dickeren Iridiumschichtdicke von 2 nm bestimmt wurde, verwendet. Mit einer Kobaltschichtdicke von 1,2 nm folgt $D_s = (1,7 \pm 0,3) \text{ pJ/m}$.

A.5 Methodik verschiedener DMI-Berechnungen

In den vergangenen zehn Jahren wurden zahlreiche Berechnungen der DMI an einer Grenzfläche veröffentlicht [11, 21, 36–38, 54–56, 89, 99, 107, 109–111, 126, 132, 140, 398, 408–410, 493, 495–497]. Eine umfassende Diskussion sämtlicher Berechnungen mit ihren Vor- und Nachteilen sowie den Annahmen hinter den Berechnungen kann im Rahmen der vorliegenden Arbeit daher nicht erfolgen. Für eine ausführlichere Diskussion wird auf die weiterführende Literatur in [38, 111, 408] verwiesen sowie den zitierten Publikationen. Da ein Großteil der Ab-initio-Berechnungen sich jedoch auf drei konzeptionell unterschiedliche Ansätze in DFT-Rechnungen zurückführen lässt, werden diese Ansätze im Folgenden kurz erläutert.

1. Korringa-Kohn-Rostoker-Methode (KKR)

Mit Hilfe der KKR-Methode [498–501] lassen sich Wechselwirkungen des Heisenbergmodells wie die Austauschkonstante J_{ij} [502] oder die DMI D_{ij} [503, 504] zwischen den lokalisierten magnetischen Momenten der Gitterplätze i und j bestimmen. Dazu wird in einem ersten Schritt die elektronische Struktur eines Filmsystems im ferromagnetischen Zustand selbstkonsistent berechnet. In einem zweiten Schritt werden die an den Gitterpunkten i und j lokalisierten magnetischen Momente minimal gegenüber dem ferromagnetischen Zustand verdreht und die damit verbundene Energie in der ersten Ordnung Störungstheorie bestimmt. Mittels der Abhängigkeit dieser Energie von der Verdrehung können die Anisotropie K , die Austauschkonstante J_{ij} und die DMI D_{ij} separiert und einzeln bestimmt werden. Dieser Ansatz ermöglicht somit nicht nur die Wechselwirkung zwischen den nächsten Nachbarn zu bestimmen, sondern lässt sich auch für weiter entfernte Gitterplätze verwenden. Die minimale (bzw. infinitesimale) Rotation der magnetischen Momente wird als gestörter Zustand aufgefasst und rechtfertigt eine Bestimmung der Energie in der ersten Ordnung.

2. Spinspiralen in Superzellegeometrie (Spinsp. in Superzelle)

Aus der Energiedifferenz zweier Spinspiralen mit unterschiedlichem Rotationssinn lässt sich die DMI einer Grenzfläche direkt ableiten. Eine Möglichkeit Spinspiralen selbstkonsistent zu berechnen liefert eine Superzellegeometrie, in der eine Anordnung aus mehreren Einheitszellen periodisch wiederholt wird. Auf diese Weise muss

in einer Berechnung die lokale Spinorientierung nicht die Periodizität der Einheitszelle aufweisen, sodass keine kollineare Spinkonfiguration vorausgesetzt wird. Stattdessen kann die Spinorientierung zwischen den Einheitszellen der Superzelle variieren und muss sich erst auf der Längenskala der Superzelle wiederholen. Die Wellenlänge einer Spinspirale λ ist damit aber auch auf die Größe der Superzelle beschränkt, die wiederum durch den Rechenaufwand limitiert wird. In der Praxis werden daher Spinspiralen mit einer Wellenlänge von vier Gitterplätzen betrachtet [36, 110, 111], was einem Winkel von 90° zwischen den benachbarten magnetischen Momenten des Heisenberg-Modells entspricht. Auf diese Weise wird daher ausschließlich eine Wechselwirkung zwischen den nächsten Nachbaratomen berücksichtigt und somit die Näherung gemacht, dass der Einfluss weiterer Terme vernachlässigbar ist. Wie in [111] thematisiert wird, ist diese Annahme jedoch nicht notwendigerweise gerechtfertigt, weshalb mit materialabhängigen Fehlern dieses Ansatzes zu rechnen ist. Tatsächlich wird eine deutliche Abhängigkeit der DMI von der betrachteten Wellenlänge, die den Einfluss weiter Terme belegt, beobachtet [111] und für eine exakte Berechnung der DMI müsste daher der Grenzfall des mikromagnetischen Limits ($\lambda \rightarrow \infty$) betrachtet werden.

Genauere Betrachtungen zeigen ebenso, dass die Größe der magnetischen Momente und damit auch die Wechselwirkungsparameter zwischen diesen Momenten von der relativen Orientierung der Momente abhängt [111]. Im Fall von 90° -Spinspiralen wird daher die DMI zwischen zwei betragslich unterschiedlichen Momenten berechnet. Diese Berechnung führt zu Abweichungen, wenn magnetische Strukturen betrachtet werden, die, wie in der vorliegenden Arbeit, auf der atomaren Skala nur eine minimale Änderung der Magnetisierung zeigen [111]. Eine Berechnung näher am Grenzfall des mikromagnetischen Limits ($\lambda \rightarrow \infty$) würde dieses Problem beheben, ist jedoch aufgrund des Rechenaufwandes in einer Superzellegeometrie nicht realisierbar. Aus diesem Grund werden in einigen Untersuchungen [111] magnetische Konfigurationen betrachtet, deren magnetische Momente zum Großteil in der Filmebene orientiert sind und über einen geringeren Öffnungswinkel eine Spinspirale erzeugen. Die magnetischen Momente dieser Spinspiralen eines Öffnungswinkels (kegelförmige Spinsp.) variieren nur geringfügig, weshalb sie die experimentelle Situation besser wiedergeben als flachen Spinspiralen (flache Spinsp.).

3. Spinspiralen im reziproken Raum (Spinsp. gBT)

Die Energie von Spinspiralen kann mit Hilfe des generalisierten Bloch-Theorems (gBT) auch im reziproken Raum bestimmt werden [493]. Dies bringt den Vorteil mit sich, dass die Ausdehnung einer Spinspirale nicht durch die definierte Superzelle beschränkt ist, sondern Spinspiralen beliebiger Wellenlängen berechenbar werden. Allerdings muss die Spin-Bahn-Wechselwirkung in diesem Ansatz störungstheoretisch berücksichtigt werden [410, 493], weshalb auch in diesem Ansatz Abweichungen der DMI-Bestimmung möglich sind.

Supplemental Material

Measuring the Dzyaloshinskii-Moriya interaction of the epitaxial Co/Ir(111) interface

Fabian Kloodt-Twesten, Susanne Kuhrau, Hans Peter Oepen, and Robert Frömter

Universität Hamburg, Center for Hybrid Nanostructures, Luruper Chaussee 149, 22761 Hamburg, Germany

(Received 4 January 2019; revised manuscript received 1 August 2019; published 5 September 2019)

S1. Conversion between different DMI calculations

Ab initio calculations offer the possibility to deduce the DMI strength from first principles. However, the comparison between the results from various groups and with micromagnetic continuum theory is not straight forward, as different units and definitions are in use. So, in the first place, a common description is required. Considering the DMI as an atomic interaction between nearest-neighbor spins $\vec{s}_i$ and $\vec{s}_j$, the DMI energy can be written as

$$E_{\text{DMI}} = \sum_{\langle i,j \rangle} \vec{d}_{ij} \cdot (\vec{s}_i \times \vec{s}_j) \quad (\text{S1})$$

where the summation is over all bonds $\langle i,j \rangle$ between the nearest-neighbor atoms (each bond counted only once) and $\vec{d}_{ij}$ is the corresponding atomic nearest-neighbor DMI vector. Breaking the symmetry in the $\vec{z}$ -direction by an interface leads to a DMI vector $\vec{d}_{ij} = d(\vec{e}_z \times \vec{e}_{ij})$ with the unit vectors $\vec{e}_z$ and $\vec{e}_{ij}$ pointing along the $\vec{z}$ -direction and from atom i to atom j , respectively [1]. Thereby the DMI strength d describes the interfacial DMI with a scalar quantity. In their calculation, Yang *et al.* [2] sum up the contributions from all monolayers, deducing a total DMI strength d_{tot} , that can be seen as the DMI strength concentrated in a single atomic layer producing an equivalent effect [2]. They calculate for 3 ML of cobalt on 3 ML of Ir(111) $d_{\text{tot}} = -0.40$ meV [3, 4].

As an interface contribution, the micromagnetic DMI strength in the thin-film limit can be treated using a volume-like term D_s/t where t is the thickness of the ferromagnetic material and D_s the

interfacial DMI constant, in analogy to the surface anisotropy K_s [5, 6, 7, 8]. The micromagnetic energy per unit volume of magnetic material [9] reads in the continuum form

$$E_{\mu\text{-mag}} = D_s/t (m_z \text{div } \vec{m} - (\vec{m} \cdot \vec{\nabla})m_z), \quad (\text{S2})$$

where $\vec{m}$ is the unit vector of the continuous magnetization. In the following, the individual results will be converted to this D_s constant to enable a thickness-independent comparison. The relation between Eqs. (S1) and (S2) is derived in the supplemental material of [2], leading to

$$D_s = \frac{\sqrt{6} d_{\text{tot}}}{a_{\text{sub}}} \quad (\text{S3})$$

with a_{sub} the lattice constant of the substrate ($a_{\text{Ir}} = 3.839 \text{ \AA}$), assuming the overlayer grows pseudomorphically. From $d_{\text{tot}} = -0.40 \text{ meV}$ it follows $D_s = -0.42 \text{ pJ/m}$ for the value of Yang *et al.* [3, 4].

Belabbes *et al.* [10] calculate the energy of spin spirals with a wave vector q for various monolayers of 3d materials. The energy, normalized per atom, is then fitted using the form $E_{\text{atom}} = A_{\text{atom}}q^2 + D_{\text{atom}}q + \frac{1}{2}K_{\text{atom}}$, where A_{atom} , D_{atom} and K_{atom} denote the spin stiffness, spiralization and effective anisotropy. Inserting $\vec{m} = \sin(q \cdot x) \vec{e}_x + \cos(q \cdot x) \vec{e}_z$ into Eq. (S2) leads for the micromagnetic energy (per volume unit) to

$$E_{\mu\text{-mag}} = D_s/t q \quad (\text{S4})$$

For an fcc stacking, the DMI energy per atom ($E_{\text{atom}} = D_{\text{atom}}q$) is referring to an atomic volume of $\frac{1}{4}a_{\text{sub}}^3$, leading to:

$$E_{\mu\text{-mag}} = \frac{E_{\text{atom}}}{\frac{1}{4}a_{\text{sub}}^3} \quad (\text{S5})$$

$$D_s/t = 4 \frac{D_{\text{atom}}}{a_{\text{sub}}^3} \quad (\text{S6})$$

For one monolayer of cobalt on top of six layers of Ir(111) they obtain $D_{\text{atom}} = -3.05 \text{ meV nm}$, leading to $D_s = -7.66 \text{ pJ/m}$.

In a third calculation, Perini *et al.* [11] obtain a DMI strength per cobalt atom of $\tilde{d} = -0.54$ meV in 1 ML of cobalt on top of 9 ML of Ir(111). Although this value is close to the value of Yang *et al.* and appears in the same units, their definition is different, yielding a factor of two between both results. For their definition, Perini *et al.* use the energy per length of a domain wall in presence of the DMI $E_{\text{DW}} = \frac{8}{a_{\text{sub}}} \sqrt{|JK|} - \frac{2\pi\sqrt{6}}{a_{\text{sub}}} |\tilde{d}|$. As a 180° domain wall corresponds to a wave vector of $q = \pm\pi$ in Eq. (S4) one obtains:

$$-\pi \frac{D_s}{t} = -\frac{2\pi\sqrt{6}}{a_{\text{sub.}}} \tilde{d} \frac{1}{t} \quad (\text{S7})$$

$$D_s = \frac{2\sqrt{6}}{a_{\text{sub.}}} \tilde{d} \quad (\text{S8})$$

We emphasize the factor 2 between Eqs. (S3) and (S8). Using $\tilde{d} = -0.54$ meV one obtains $D_s = -1.10$ pJ/m.

S2. Details on the measurement and sample preparation

Magnetic domain walls in the Co/Ir(111) system were investigated by means of Scanning Electron Microscopy with Polarization Analysis (SEMPA). The utilized SEMPA instrument records both in-plane components of the magnetization simultaneously and allows for vectorial imaging of the orientation between both components with 4° precision for each pixel of an image [12]. Typical dwell times of 25 ms per pixel were used with a 6 keV/3.0 nA primary electron beam giving 3.5 million counts/s in single-electron detection. Furthermore, the line scan data of Fig. 2 are compiled from 24 individually realigned scans giving a total dwell time of 5.9 s/pixel. The horizontal and vertical components were recorded simultaneously which excludes any shift between both independent directions.

Domains and domain walls were imaged over the whole stated thickness range. The main challenge in the experiment was to record images with a quality good enough, not only to see domain walls but also to analyze their orientation. From a practical point of view, focusing an electron beam on a nearly ideal single-crystal surface is challenging, as defects or dirt on the surface are needed to adjust the optics. Therefore, the maximum performance of the instrument was not reached and for example, in the case of Fig. 2, domain walls with a width of 14.7 nm were imaged using a resolution of 70 nm. Towards lower thicknesses, the domain-wall width decreases further and thus makes the recording even more challenging. Hence, domain walls were imaged at lower thicknesses, but the obtained micrographs do not allow for a proper analysis of the angles. In contrast, more data points were obtained towards the SRT, as the domain walls, which become wider in the vicinity of the SRT, are easier to image.

The Co/Ir(111) sample was prepared in a preparation chamber (base pressure of 5×10^{-11} mbar) that is directly attached to the SEMPA instrument. The as-polished Ir(111) single crystal (miscut below 0.1° , corresponding to a minimum terrace width of 130 nm) was periodically flashed (duration of 1 min., period of 20 min.) at 1400 K in oxygen atmosphere (10^{-8} mbar) for 3 days. Subsequent annealing cycles at 1550 K without oxygen were carried out to remove the oxide. Afterwards a clean, atomically flat Ir(111) surface was prepared by argon ion sputtering (1 μ A/500 eV) and simultaneous annealing at 1400 K in cycles of 2 min duration and 20 min. period.

In FIG. S1 a differentiated Auger electron spectrum from the clean Ir(111) surface is shown. Blue and gray curves show the measured spectrum and a reference spectrum of iridium [13] at 3 kV beam energy, respectively. The energies of the most frequent C- and O-contaminants are marked in red and show no peaks, which demonstrates the cleanliness of the surface.

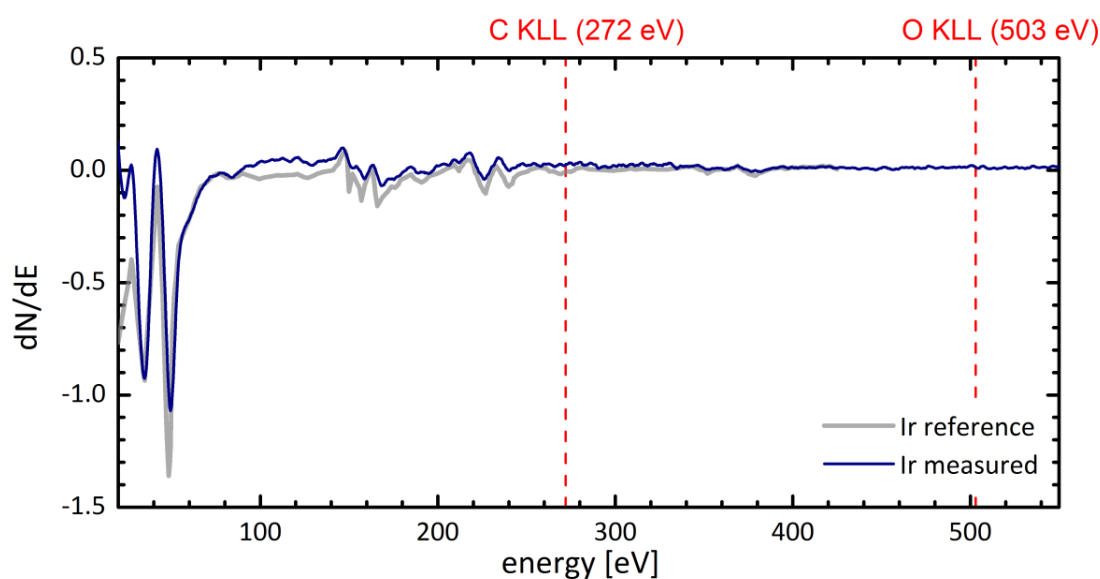


FIG. S1. Differentiated Auger electron spectrum of the clean Ir(111) single crystal. Blue and gray curve show the measured spectrum and a reference spectrum from [13], respectively. The energies of the most frequent C- and O-adsorbates are marked in red. No contaminants can be identified in the recorded data.

In FIG. S2(a) a sharp $p(1 \times 1)$ pattern of low-energy electron diffraction (LEED) from the clean Ir(111) single crystal is shown, indicating a long-range crystallographic order of the surface without superstructures. FIG. S2(b) displays the LEED pattern at (1.45 ± 0.03) ML average cobalt coverage on the Ir(111) surface. The threefold symmetry indicates a fixed stacking of the cobalt atoms of either fcc or hcp with respect to the substrate. Furthermore, the same lattice constants visible in both LEED patterns prove a pseudomorphically grown first cobalt layer. On further increase of cobalt thickness the lattice starts to reduce strain and shrinks towards the bulk cobalt lattice constant. FIG. S3 shows the change of in-plane lattice constant after deposition of

(17.7 ± 0.4) ML cobalt. Using the mentioned shutter, half of the Ir(111) surface is covered with (17.7 ± 0.4) ML of cobalt, while the other half remains clean. The sample is then positioned in a way that the LEED beam illuminates similar sizes of covered and uncovered areas, giving LEED spots of both lattices simultaneously. The radius of the inner spots (corresponding to Ir(111)) is 7.4% smaller than the outer one, indicating a fully relaxed cobalt layer.

The thickness of ferromagnetic material is the most crucial parameter when measuring the interfacial DMI constant D_s , as the obtained value scales quadratically with thickness. For this reason, a precise knowledge of the evaporated thickness is essential. The cobalt

wedge was evaporated at RT by electron-beam heating from a high-purity rod using the straight blade of a piezo-motor-controlled shutter at short distance from the surface (~ 1 mm). The deposition rate was kept constant by a feedback control of the cobalt ion flux and additionally, the sample current was monitored. During deposition the pressure did not rise above $2 \cdot 10^{-10}$ mbar. The wedge-shaped sample was then investigated by SEMPA in the as-grown state.

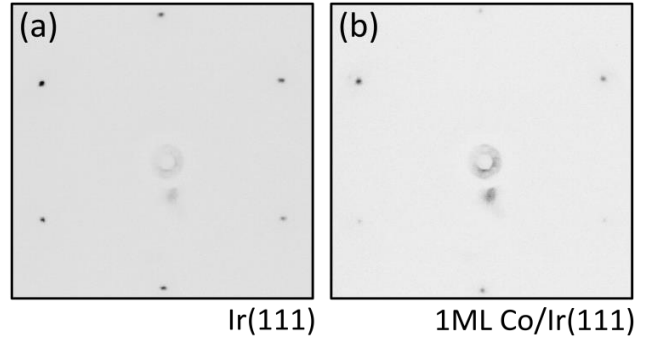


FIG. S2. LEED patterns from the clean Ir(111) single crystal (a) and after deposition of 1.45 ML cobalt (b). Both patterns were recorded at a beam energy of 50 eV and show sharp LEED-spots at the same positions without superstructure.

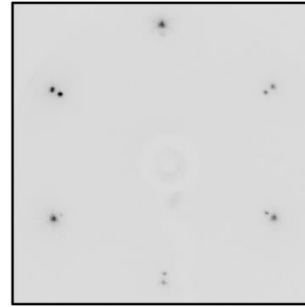


FIG. S3. Low-energy electron diffraction (LEED) of the Ir(111) single crystal at 70 eV. Only half of the Ir(111) surface is covered with (17.7 ± 0.4) M of cobalt using a half-closed shutter. The LEED beam illuminates covered and uncovered parts showing the LEED spots of both lattices. The inner lattice (corresponding to Ir(111)) is 7.4% smaller than the outer one indicating a fully relaxed cobalt layer.

To calibrate the deposition rate, a sharp cobalt step was evaporated onto a Pt/Si₃N₄/Si sample by means of a shadow mask and measured *ex situ* by atomic force microscopy (AFM). Evaporating cobalt directly by electron-beam heating onto Si₃N₄ resulted in a very inhomogeneous cobalt deposition, probably due to sample charging. Prior *ex situ* coverage of the Si₃N₄ film with 10 nm of platinum establishes conductivity and yields homogeneous growth of the cobalt. To prevent oxidation of the cobalt layer, which is connected with a thickness increase [14], the whole sample was covered *in situ* by a (1.5 ± 0.1) nm platinum layer using electron-beam deposition. A fit to the obtained AFM height profiles yields a step height of (9.6 ± 0.2) nm and a width of $2\sigma = (315 \pm 3)$ nm. The given accuracy is derived by calibration against a standard (HS-20MG from Ted Pella, Inc.) providing 20.0 nm steps with 2% stated accuracy. An evaporation rate of (1.066 ± 0.022) Å/min. follows. Using the monolayer distance of bulk cobalt in the fcc state (2.0464 Å in the $\langle 111 \rangle$ -direction) this corresponds to (0.5209 ± 0.011) ML/min.

We want to point out that the calibration via an evaporation rate gives the amount of evaporated cobalt atoms per unit area, which is not necessarily identical to the physical film thickness, when the strained growth of the first ML is considered. In the performed analysis, the interfacial DMI energy of the DW is counterbalanced by the dipolar energy of the DW charge, which depends directly on the magnetic moment per unit area and not on the actual thickness of the cobalt layer. For this reason, our DMI analysis is independent of potential volume changes due to the strained growth of the initial layers, as long as the magnetic moments of Co are preserved. The given thicknesses can thus be considered as effective “magnetic” thicknesses.

S3. Analysis of the domain-wall profiles measured by SEMPA

In the following, a domain-wall profile of the common Bloch form [15] is assumed:

$$\text{Asy}(x) = \frac{\text{Asy}_{\max}}{\cosh\left(\frac{x}{\Delta}\right)} \quad (\text{S9})$$

$\text{Asy}_{\max}$ denotes the intensity asymmetry from the polarization analyzer, that corresponds to the spin polarization of the secondary electrons originating from a surface area where the magnetization is fully aligned with the sensitive axis of the analyzer. Δ is the domain-wall width parameter that is given by $\Delta = \sqrt{\frac{A}{K_{\text{eff}}}}$, with A the exchange stiffness and K_{eff} the effective anisotropy constant. Originally derived for Bloch walls, this domain-wall profile is still a good assumption for the Néel-oriented walls, that are induced by DMI [16]. On the one hand the DMI does not directly affect the wall width but primarily the in-plane rotational angle. On the other hand the tiny correction of the domain-wall width predicted by simulation is only a secondary effect of the magnetic charges in the Néel-oriented wall compared to the uncharged Bloch wall [9, 17] and can be neglected.

However, the widths of the measured domain wall profiles do not reproduce the actual domain-wall width parameter Δ , but they are a consequence of imperfect focusing of the scanning electron beam, as it is obvious from the strongly reduced peak asymmetry value [18]. The actual domain-wall profile is convoluted by the profile of the scanning electron beam, which leads to a considerable widening of the apparent domain-wall profile that is accompanied by a loss in contrast. From the knowledge of the maximum contrast $\text{Asy}_{\max}$ the actual domain-wall width can be reconstructed following the description in [18]. The measured domain-wall profile is fitted with a Gaussian profile

$$\overrightarrow{\text{Asy}}(x) = \left(\frac{V_{\text{horz.}}}{V_{\text{vert.}}} \right) \frac{1}{\sqrt{2\pi} \cdot \sigma} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x-x_0}{\sigma} \right)^2 \right]. \quad (10)$$

While the integrated intensities of the horizontal ($V_{\text{horz.}}$) and vertical component ($V_{\text{vert.}}$) are independent parameters, the standard deviation (or the width) σ and the position value x_0 are the same for both components.

The integral over the measured profile $V = \sqrt{V_{\text{horz.}}^2 + V_{\text{vert.}}^2}$ is independent of the actual beam width and is equal to the integral over the ideal domain-wall profile $\text{Asy}_{\text{max}} \pi \Delta$. Following the domain-wall-width definition by Lilley ($d_w = \pi \Delta$) [19] one finds

$$d_w = \frac{V}{\text{Asy}_{\text{max}}}. \quad (11)$$

The maximum asymmetry of the spin polarization $\text{Asy}_{\text{max}} = (4.43 \pm 0.03)\%$ is measured on an in-plane 17 ML thick cobalt film. Accounting for an information depth of 0.5 nm [20] this value has been scaled to 9.0 ML film thickness (correction factor 0.976). Therefore, one obtains for the shown domain-wall profiles at 9.0 ML:

$$d_w = \frac{(0.63 \pm 0.03)\text{nm}}{(4.43 \pm 0.03)\% \cdot 0.976} = (14.6 \pm 0.7)\text{nm} \quad (12)$$

S4. Estimating the DMI strength with an analytical approximation

The interfacial DMI favors Néel-oriented DWs with a fixed sense of rotation. Its contribution to the domain-wall energy σ is given by

$$\sigma_D = \pi \frac{D_s}{t} \cos \Phi. \quad (\text{S133})$$

Minimization of σ_D implies that a DW of clockwise (counterclockwise) sense of rotation is associated with a negative (positive) sign of the DMI. In contrast, the minimization of the stray-field energy favors Bloch walls avoiding magnetic volume charges. As the stray-field energy of a DW scales quadratically with the induced volume charges, it can be expressed by [21, 9, 22]

$$\sigma_{\text{stray}} = \sigma_{\text{NB}} \cos^2 \Phi. \quad (\text{S144})$$

Here σ_{NB} denotes the difference in stray-field energy between a pure Néel and a pure Bloch DW. It depends on the thickness t and the saturation magnetization M_s of the cobalt layer ($M_s = 1440$ kA/m [23]) and can be obtained numerically as in [24, 25, 26, 27] or in an analytical approximation as calculated by Tarasenko *et al.* [21] or more accurately by Lemesh *et al.* [22]. The latter interpolate their solutions for ultra-thin films (as beforehand determined by Tarasenko *et al.* [21]) and thick films. Minimizing the energy of a DW, they obtain in a second step:

$$\cos \Phi = \begin{cases} -D_s/D_{\text{thr}} & \forall |D_s| < D_{\text{thr}} \\ -\text{sgn}(D_s) & \forall |D_s| \geq D_{\text{thr}} \end{cases} \quad D_{\text{thr}} := \frac{2\mu_0 M_s^2 t^2}{\frac{\pi^2}{\ln(2)} + \pi t \sqrt{\frac{K_u + \frac{\mu_0 M_s^2}{2}}{A}}} \quad (\text{S155})$$

Thus, above a certain threshold DMI D_{thr} of the magnetic film, purely Néel-oriented DWs occur, giving access to the sign and a lower limit of the DMI. For $|D_s| < D_{\text{thr}}$ a smooth transition from Néel- to Bloch-oriented DWs takes place and the angle of the DW magnetization Φ can be used as a direct probe for D_s . The threshold DMI D_{thr} depends on the thickness of the cobalt layer t , the saturation magnetization M_s of Co, and implicitly on the exchange stiffness A and the uniaxial anisotropy constant K_u . Although the energy minimization involves only the DMI and the stray-field energy, the threshold DMI D_{thr} shows a dependence on A and K_u . This dependence arises, as in the thick-film limit the DW width of a purely Néel-oriented DW, which in this limit is given by

$\pi \sqrt{(K_u + \frac{\mu_0 M_s^2}{2})/A}$, contributes to the stray-field energy. Apparently, the left and right term under

the fraction line in Eq. 15 represent the mentioned ultra-thin and thick film limits, respectively.

However, in the present study film thicknesses below 9 ML (1.84 nm) are investigated and thus the dependence on the actual domain-wall width can be considered as a tiny correction (i.e., doubling the DW width by reducing the anisotropy accordingly results only in an overestimation of the DMI by 1.8%, which is still below our experimental accuracy of 4%). This is consistent with

the findings of numerical calculations [24, 25, 9] that report practically no dependence of the DMI on the actual domain-wall width. Indeed, the DMI term (Eq. 13) does not directly affect the wall width but primarily the in-plane rotational angle. Magnetic volume charges resulting from a Néel-oriented wall instead of an uncharged Bloch wall result only in a small correction of the DW width as a secondary effect [9, 17, 22].

Using the previously performed analysis of the domain-wall profiles (Supplemental Material S3), a uniaxial anisotropy constant of $K_u = (2.5 \pm 0.2) \cdot 10^6 \text{ J/m}^3$ can be deduced from the measured DW width of $(14.6 \pm 0.7) \text{ nm}$ at 9.0 ML. As the domain-wall width d_w is defined by the exchange stiffness A and an effective anisotropy K_{eff} (i.e. $d_w = \pi\sqrt{A/K_{\text{eff}}}$) [15, 18, 22], the known domain-wall width and exchange stiffness conclude an effective anisotropy of $K_{\text{eff}} = (1.3 \pm 0.2) \cdot 10^6 \text{ J/m}^3$. Here the approach in [18, 28] was followed to scale the bulk value of the exchange stiffness linearly with the average coordination number of the Co atoms giving $A = 28.3 \cdot 10^{-12} \text{ J/m}$ at 9.0 ML. As this thickness dependence of A is quite low at the investigated coverages of cobalt, a constant value of $28.3 \cdot 10^{-12} \text{ J/m}$ is used. In a reasonable approximation the uniaxial anisotropy constant K_u can be obtained from the effective anisotropy K_{eff} via $K_u \approx K_{\text{eff}} + \frac{\mu_0}{2} M_s^2 = (2.6 \pm 0.2) 10^6 \text{ J/m}^3$. However, considering the shape anisotropy by $\frac{\mu_0}{2} M_s^2$ results in a slight overestimation, especially for thin DWs or thick films. Using micromagnetic simulation (see Supplemental Material S5) we find that the measured domain-wall width at 9 ML coverage of cobalt corresponds to $K_u = (2.5 \pm 0.2) \cdot 10^6 \text{ J/m}^3$.

As the uniaxial anisotropy as well as the exchange stiffness are of minor relevance in Eq. (S155), it is sufficient to (S133) approximate the thickness dependence of the uniaxial anisotropy below 9 ML by using $K_u = K_s/t$, with a surface anisotropy of $K_s = (4.5 \pm 0.3) \cdot 10^{-3} \text{ J/m}^2$. This neglects

a possible additional volume anisotropy K_v in the thickness dependence of the uniaxial anisotropy K_u , implying that the cobalt grows fcc and without lattice distortion over this thickness regime (i.e. between 8.5 ML and 9 ML), which is probably not the case. The second cobalt monolayer already starts to relieve the strain between the cobalt and the iridium lattice and therefore exhibits a reconstruction pattern containing both hcp as well as fcc areas [29]. The third and the fourth layer of cobalt further proceed in reducing the strain towards an undistorted lattice [29] and hence, we have to consider a mixed stacking at the relevant thickness around 9 ML. However, an hcp stacking goes along with a volume anisotropy of $K_v = 5 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3$ [23]. Therefore the remaining uncertainty in the uniaxial anisotropy is in a worst-case estimation $\Delta K_u = 5 \cdot 10^5 \text{ J/m}^3 \cdot (1.84 \text{ nm}/t - 1)$, which we take into account in the final error estimate. Nevertheless, due to the mentioned weak dependence on the uniaxial anisotropy this source of error is insignificant. Furthermore, the effect of strain relief at lower coverages of cobalt enters in the determined surface anisotropy K_s , which explains why a value higher than that of a monolayer of cobalt is observed [30].

The equation of Lemesh *et al.* [22] has been fitted to the experimental data with D_s as the only fit parameter. This fit yields $D_s = -(1.04 \pm 0.01) \frac{\text{pJ}}{\text{m}}$. We are not able to estimate the reliability of the assumptions made in deriving the analytical approximation, where solutions for ultra-thin films (accounting only for surface charges) and ultra-thick films (accounting only for volume charges) are interpolated. This makes a reasonable error handling challenging and hence this ansatz is only considered as an additional, successful crosscheck for the following DMI quantification using micromagnetic simulations.

S5. Quantifying the DMI strength with micromagnetic simulations

Micromagnetic simulations are performed using a modified version of MicroMagnum [31] that accounts for the Dzyaloshinskii-Moriya interaction [32]. Stripe domains have been relaxed (until the maximum change of the magnetization angle is below 0.01 deg./ns) in a periodic mesh (infinite periodicity in both in-plane directions) of various thicknesses (no periodicity out of plane). The infinite periodicity in both in-plane direction avoids unwanted effects from magnetic edge charges as discussed in [33, 34]. The simulated mesh has a size of 500 nm perpendicular (x-direction) and 50 nm parallel (y-direction) to the stripe domains. Cell sizes of 0.5 nm and 1 nm are used in x-direction and y-direction, respectively, ensuring that the DWs are simulated in a gradual transition with 0.5 nm steps.

Likewise to Supplemental Material S4, a saturation magnetization of 1440 kA/m and an exchange stiffness of $A = 28.3 \cdot 10^{-12}$ J/m have been used. For the micromagnetic DMI and uniaxial anisotropy K_u an $1/t$ -dependency applies, hence they have been scaled like D_s/t and $K_u = K_s/t$ with $K_s = 4.5 \cdot 10^{-3}$ J/m² on varying the thickness of the magnetic film t . This surface anisotropy results in combination with the exchange constant of $A = 28.3 \cdot 10^{-12}$ J/m in the experimentally observed DW width of (14.6 ± 0.7) nm (see eq. S12) ensuring a reasonable calculation of the stray-field energy in the DW. A tiny uncertainty due to a small volume anisotropy has been made subject of discussion in Supplemental Material S4 and is included in the error estimate. Furthermore, we emphasize that the actual exchange stiffness as well as the anisotropy are irrelevant in the performed analysis as long as the domain-wall widths are correct, which has been measured at 9 ML.

The only free parameter D_s is obtained by matching simulated and experimental angles of DW magnetization iteratively. We find that fitting the simulated angles with (S155) results in a 2.8% to low DMI strength. Scaling the strength appropriately in a way that the fit on the simulated curve and experimental data coincide gives a DMI strength of $D_s = -1.065 \text{ pJ/m}$. Together with further

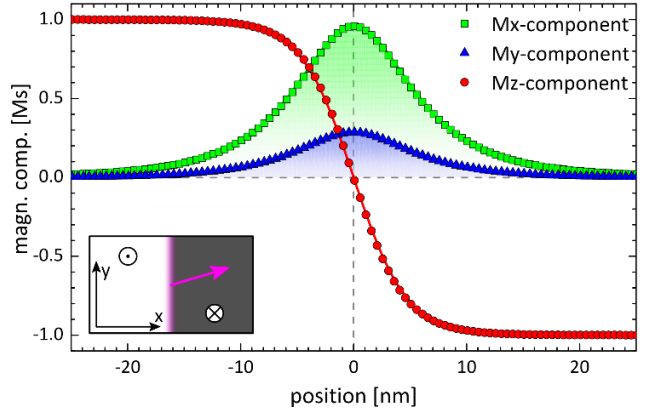


FIG. S4. Simulated domain-wall profile of 9 ML of cobalt. An interfacial DMI constant of $D_s = -1.065 \text{ pJ/m}$ results in an angle of DW magnetization of 16.4° that is consistent with the experiment.

simulations using $D_s = -1.07 \frac{\text{pJ}}{\text{m}}$, the statistical error of the experimental data points is assessed, giving $D_s = -(1.07 \pm 0.01) \frac{\text{pJ}}{\text{m}}$.

Fig. S4. shows the profile of a simulated DW at a cobalt thickness of 9 ML (corresponding to 1.84 nm) with the interfacial DMI constant of $D_s = -1.065 \text{ pJ/m}$. The profile along the x-direction cuts the DW that runs along the y-direction perpendicularly (see inset in the lower left corner). Therefore, the red dots show the z-component of magnetization, which is oriented out-of-plane. The green squares visualize the x-component of magnetization corresponding to the Néel content of the DW, and the blue triangles the y-component corresponding to the Bloch content of the DW. The angle of the DW magnetization ϕ as well as the DW width $d_w = \pi \cdot \Delta$ is determined in a single fitting procedure using a profile of the common Bloch form (i.e. $\tanh(x/\Delta)$ -profile for the out-of-plane component of the magnetization and $1/\cosh(x/\Delta)$ -profile for the y-component of the magnetization [15]). Together with an additional rotation matrix that rotates the in-plane magnetization by the angle of DW magnetization ϕ one obtains:

$$\vec{M} = M_s \cdot \begin{pmatrix} \sin(\phi) & \cos(\phi) & 0 \\ -\cos(\phi) & \sin(\phi) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ 1/\cosh(x/\Delta) \\ -\tanh(x/\Delta) \end{pmatrix} \quad (16)$$

Fitting Eq. 16 to the simulated DW profile in Fig. S4. results in $\phi = (16.38 \pm 0.05)^\circ$ and $d_w = (14.7 \pm 0.1)$ nm, both of which are in agreement with the experimentally obtained data on the same thickness, as shown in Fig. 2.

References

- [1] T. Moriya, Phys. Rev., **120**, 91 (1960)
- [2] H. Yang, A. Thiaville, S. Rohart, A. Fert, and M. Chshiev, Phys. Rev. Lett., **115**, 267210 (2015)
- [3] H. Yang, A. Thiaville, S. Rohart, A. Fert, and M. Chshiev, Phys Rev. Lett., **118**, 219901(E) (2017)
- [4] H. Yang, O. Boulle, V. Cros, A. Fert, and M. Chshiev, Sci Rep., **8**, 12356 (2018)
- [5] D.-S. Han, N.-H. Kim, J.-S. Kim, Y. Yin, J.-W. Koo, J. Cho, S. Lee, M. Kläui, H. J. M. Swagten, B. Koopmans, and C.-Y. You, Nano Lett., **16**, 7 (2016)
- [6] J. Cho, N.-H. Kim, S. Lee, J.-S. Kim, R. Lavrijsen, A. Solignac, Y. Yin, D.-S. Han, N. J. J. van Hoof, H. J. M. Swagten, B. Koopmans, and C.-Y. You, Nat Commun., **6**, 7635 (2015)
- [7] M. Belmeguenai, J.-P. Adam, Y. Roussigné, S. Eimer, T. Devolder, J.-V. Kim, S. M. Cherif, A. Stashkevich, and A. Thiaville, Phys. Rev. B, **91**, 180405(R) (2015)

- [8] N.-H. Kim, J. Jung, J. Cho, D.-S. Han, Y. Yin, J.-S. Kim, H. J. M. Swagten, and C.-Y. You, *Appl. Phys. Lett.*, **108**, 142406 (2016)
- [9] A. Thiaville, S. Rohart, E. Jue, V. Cros, and A. Fert, *Europhys. Lett.*, **100**, 57002 (2012)
- [10] A. Belabbes, G. Bihlmayer, F. Bechstedt, S. Blügel, and A. Manchon, *Phys. Rev. Lett.*, **117**, 247202 (2016)
- [11] M. Perini, S. Meyer, B. Dupé, S. von Malottki, A. Kubetzka, K. von Bergmann, R. Wiesendanger, and S. Heinze, *Phys. Rev. B*, **97**, 184425 (2018)
- [12] R. Frömter, S. Hankemeier, H. P. Oepen, and J. Kirschner, *Rev. Sci. Instrum.*, **82**, 033704 (2011)
- [13] L. E. Davis, N. C. MacDonald, P. W. Palmberg, G. E. Riach, and R. E. Weber, *Handbook of Auger Electron Spectroscopy: A Reference Book of Standard Data for Identification and Interpretation of Auger Electron Spectroscopy Data*, Physical Electronics Division Perkin-Elmer Corporation (1976)
- [14] S. Kuhrau, F. Klodt-Twesten, C. Heyn, H. P. Oepen, and R. Frömter, *Appl. Phys. Lett.*, **113**, 172403 (2018)
- [15] A. Hubert and R. Schäfer, *Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures*, Springer, Berlin (2009)
- [16] S. Rohart and A. Thiaville, *Phys. Rev. B*, **88**, 184422 (2013)
- [17] G. J. Vida, E. Simon, L. Rózsa, K. Palotás, and L. Szunyogh, *Phys. Rev. B*, **94**, 214422 (2016)

- [18] E. C. Corredor, S. Kuhrau, F. Klodt-Twesten, R. Frömter, and H. P. Oepen, Phys. Rev. B, **96**, 060410(R) (2017)
- [19] B. Lilley, Philos. Mag., **41**, 792 (1950)
- [20] K. Koike, Microscopy, **62**, 177 (2013)
- [21] S. V. Tarasenko, A. S. V. V. Tarasenko, and J. Ferré, J. Magn. Magn. Mater., **189**, 19 (1998)
- [22] I. Lemesch, F. Büttner, and G. S. D. Beach, Phys. Rev. B, **95**, 174423 (2017)
- [23] M. B. Stearns, *Landolt-Börnstein New Series III/19a*,, volume 19a, Springer-Verlag Berlin (1986)
- [24] G. Chen, J. Zhu, A. Quesada, J. Li, A. T. N. Diaye, Y. Huo, T. P. Ma, Y. Chen, H. Y. Kwon, C. Won, Z. Q. Qiu, A. K. Schmid, and Y. Z. Wu, Phys. Rev. Lett., **110**, 177204 (2013)
- [25] G. Chen, T. Ma, A. T. N'Diaye, H. Kwon, C. Won, Y. Wu, and A. K. Schmid, Nat. Commun., **4**, 2671 (2013)
- [26] G. Chen, A. T. N'Diaye, Y. Wu, and A. K. Schmid, Appl. Phys. Lett., **106**, 062402 (2015)
- [27] H. Yang, G. Chen, A. A. C. Cotta, A. T. N'Diaye, S. A. Nikolaev, E. A. Soares, W. A. A. Macedo, K. Liu, A. K. Schmid, A. Fert, and M. Chshiev, Nat. Mater., **17**, 605 (2018)
- [28] F. Meier, K. von Bergmann, P. Ferriani, J. Wiebe, M. Bode, K. Hashimoto, S. Heinze, and R. Wiesendanger, Phys. Rev. B, **74**, 195411 (2006)
- [29] M. Perini, *Nanoscale non-collinear magnetic structures in Co-based epitaxial ultrathin films*, PhD thesis, Universität Hamburg (2018)

- [30] J. E. Bickel, F. Meier, J. Brede, A. Kubetzka, K. von Bergmann, and R. Wiesendanger, Phys. Rev. B, **84**, 054454 (2011)
- [31] C. Abert, A. Drews, B. Krüger, and G. Selke, Micromagnum v0.2, (2016)
- [32] K. Litzius, I. Limesh, B. Krüger, L. Caretta, K. Richter, F. Büttner, P. Bassirian, J. Förster, R. M. Reeve, M. Weigand, I. Bykova, H. Stoll, G. Schütz, G. S. D. Beach, and M. Kläui, Nat. Phys., **13**, 170 (2017)
- [33] B. Boehm, A. Bisig, A. Bischof, G. Stefanou, B. J. Hickey, and R. Allenspach, Phys. Rev. B, **95**, 180406(R) (2017)
- [34] M. D. DeJong and K. L. Livesey, Phys. Rev. B, **95**, 054424 (2017)

Literaturverzeichnis

- [1] Amazon.com, Inc., Just Walk Out, <https://justwalkout.com> (Abgerufen 20.07.2020).
- [2] G. L. Puerini, D. Kumar und S. Kessel. Transitioning items from a materials handling facility, (2015). url: <https://patents.google.com/patent/US20150012396>.
- [3] D. Reinsel, J. Gantz und J. Rydning, The Digitization of the World From Edge to Core, zit. S. 28 (2018). url: www.seagate.com/files/www-content/our-story/trends/files/idc-seagate-dataage-whitepaper.pdf. (Abgerufen 20.07.2020).
- [4] M. Kryder und C. S. Kim, After Hard Drives - What Comes Next?, *IEEE Trans. Magn.* **45**, 3406 (2009). doi: 10.1109/TMAG.2009.2024163.
- [5] M. Re, HAMR: the Next Leap Forward is Now, *SEAGATE Blog* (2018) <https://blog.seagate.com/craftsman-ship/hamr-next-leap-forward-now/> (Abgerufen 20.07.2020).
- [6] V. G. Oklobdzija, Digital Design and Fabrication. CRC Press (2008). doi: 10.1201/9780849386046.
- [7] S. Heinze, K. von Bergmann, et al., Spontaneous atomic-scale magnetic skyrmion lattice in two dimensions, *Nat. Phys.* **7**, 713 (2011). doi: 10.1038/nphys2045.
- [8] N. Romming, C. Hanneken, et al., Writing and Deleting Single Magnetic Skyrmions, *Science* **341**, 636 (2013). doi: 10.1126/science.1240573.
- [9] A. Schlenhoff, P. Lindner, et al., Magnetic Nano-skyrmion Lattice Observed in a Si-Wafer-Based Multilayer System, *ACS Nano* **9**, 5908 (2015). doi: 10.1021/acsnano.5b01146.
- [10] P.-J. Hsu, L. Rózsa, et al., Inducing skyrmions in ultrathin Fe films by hydrogen exposure, *Nat. Commun.* **9**, 1571 (2018). doi: 10.1038/s41467-018-04015-z.

- [11] S. Meyer, M. Perini, et al., Isolated zero field sub-10nm skyrmions in ultrathin Co Films, *Nat. Commun.* **10**, 3823 (2019). doi: 10.1038/s41467-019-11831-4.
- [12] N. S. Kiselev, A. N. Bogdanov, et al., Chiral skyrmions in thin magnetic films: new objects for magnetic storage technologies?, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44**, 392001 (2011). doi: 10.1088/0022-3727/44/39/392001.
- [13] A. Fert, V. Cros und J. Sampaio, Skyrmions on the track, *Nat. Nanotechnol.* **8**, 152 (2013). doi: 10.1038/nnano.2013.29.
- [14] R. Tomasello, E. M. R. Zivieri, et al., A strategy for the design of skyrmion racetrack memories, *Sci Rep.* **4**, 6784 (2014). doi: 10.1038/srep06784.
- [15] S. Krause und R. Wiesendanger, Skyrmionics gets hot, *Nat. Mater.* **15**, 493 (2016). doi: 10.1038/nmat4615.
- [16] R. Wiesendanger, Nanoscale magnetic skyrmions in metallic films and multilayers: a new twist for spintronics, *Nat. Rev. Mat.* **1**, 16044 (2016). doi: 10.1038/natrevmats.2016.44.
- [17] A. Fert, N. Reyren und V. Cros, Magnetic skyrmions: advances in physics and potential applications, *Nat. Rev. Mat.* **2**, 17031 (2017). doi: 10.1038/natrevmats.2017.31.
- [18] P.-J. Hsu, A. Kubetzka, et al., Electric-field-driven switching of individual magnetic skyrmions, *Nat. Nanotech.* **12**, 123 (2017). doi: 10.1038/nnano.2016.234.
- [19] M. Perini. Nanoscale non-collinear magnetic structures in Co-based epitaxial ultrathin films. Dissertation, Universität Hamburg, (2018). url: <https://ediss.sub.uni-hamburg.de/volltexte/2019/9595/>.
- [20] G. Chen, A. Mascaraque, et al., Room temperature skyrmion ground state stabilized through interlayer exchange coupling, *Appl. Phys. Lett.* **106**, 242404 (2015). doi: 10.1063/1.4922726.
- [21] M. Heide, G. Bihlmayer und S. Blügel, Dzyaloshinskii-Moriya interaction accounting for the orientation of magnetic domains in ultrathin films: Fe/W(110), *Phys. Rev.*

- B* **78**, 140403(R) (2008). doi: 10.1103/PhysRevB.78.140403.
- [22] A. Thiaville, S. Rohart, et al., Dynamics of Dzyaloshinskii domain walls in ultrathin magnetic films, *Europhys. Lett.* **100**, 57002 (2012). doi: 10.1209/0295-5075/100/57002.
- [23] A. Manchon und S. Zhang, Theory of spin torque due to spin-orbit coupling, *Phys. Rev. B* **79**, 094422 (2009). doi: 10.1103/PhysRevB.79.094422.
- [24] K.-S. Ryu, L. Thomas, et al., Chiral spin torque at magnetic domain walls, *Nat. Nanotech.* **8**, 527 (2013). doi: 10.1038/nnano.2013.102.
- [25] S. Emori, U. Bauer, et al., Current-driven dynamics of chiral ferromagnetic domain walls, *Nat. Mat.* **12**, 611 (2013). doi: 10.1038/nmat3675.
- [26] K.-S. Ryu, S.-H. Yang, et al., Chiral spin torque arising from proximity-induced magnetization, *Nat. Commun.* **5**, 3910 (2014). doi: 10.1038/ncomms4910.
- [27] S. Emori, E. Martinez, et al., Spin Hall torque magnetometry of Dzyaloshinskii domain walls, *Phys. Rev. B* **90**, 184427 (2014). doi: 10.1103/PhysRevB.90.184427.
- [28] R. M. Rowan-Robinson, A. A. Stashkevich, et al., The interfacial nature of proximityinduced magnetism and the Dzyaloshinskii-Moriya interaction at the Pt/Co interface, *Sci Rep.* **7**, 16835 (2017). doi: 10.1038/s41598-017-17137-z.
- [29] S. S. P. Parkin, M. Hayashi und L. Thomas, Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory, *Science* **320**, 190–194 (2008). url: <http://www.sciencemag.org/cgi/content/abstract/320/5873/190>.
- [30] I. Lemesh und G. S. Beach, Walker Breakdown with a Twist: Dynamics of Multilayer Domain Walls and Skyrmions Driven by Spin-Orbit Torque, *Phys. Rev. Appl.* **12**, 044031 (2019). doi: 10.1103/PhysRevApplied.12.044031.
- [31] C. Moreau-Luchaire, C. Moutafis, et al., Additive interfacial chiral interaction in multilayers for stabilization of small individual skyrmions at room temperature, *Nat. Nanotechnol.* **11**, 444 (2016). doi: 10.1038/NNANO.2015.313.

- [32] A. Hrabec, N. A. Porter, et al., Measuring and tailoring the Dzyaloshinskii-Moriya interaction in perpendicularly magnetized thin films, *Phys. Rev. B* **90**, 020402(R) (2014). doi: 10.1103/physrevb.90.020402.
- [33] D.-S. Han, N.-H. Kim, et al., Asymmetric Hysteresis for Probing Dzyaloshinskii-Moriya Interaction, *Nano Lett.* **16**, 4438 (2016). doi: 10.1021/acs.nanolett.6b01593.
- [34] J. Lucassen, F. Kloodt-Twesten, et al., Scanning electron microscopy with polarization analysis for multilayered chiral spin textures, *Appl. Phys. Lett.* **111**, 132403 (2017). doi: 10.1063/1.4998535.
- [35] S. Kuhrau, F. Kloodt-Twesten, et al., Cap-layer-dependent oxidation of ultrathin cobalt films and its effect on the magnetic contrast in scanning electron microscopy with polarization analysis, *Appl. Phys. Lett.* **113**, 172403 (2018). doi: 10.1063/1.5052305.
- [36] H. Yang, O. Boulle, et al., Controlling Dzyaloshinskii-Moriya Interaction via Chirality Dependent Atomic-Layer Stacking, Insulator Capping and Electric Field, *Sci Rep.* **8**, 12356 (2018). doi: 10.1038/s41598-018-30063-y.
- [37] M. Perini, S. Meyer, et al., Domain walls and Dzyaloshinskii-Moriya interaction in epitaxial Co/Ir(111) and Pt/Co/Ir(111), *Phys. Rev. B* **97**, 184425 (2018). doi: 10.1103/PhysRevB.97.184425.
- [38] E. Simon, L. Rózsa, et al., Magnetism of a Co monolayer on Pt(111) capped by overlayers of 5d elements: a spin-model study, *Phys. Rev. B.* **97**, 134405 (2018). doi: 10.1103/PhysRevB.97.134405.
- [39] G. Ziemys, V. Ahrens, et al., Speeding up nanomagnetic logic by DMI enhanced Pt/Co/Ir films, *AIP Adv.* **8**, 056310 (2018). doi: 10.1063/1.5007308.
- [40] J. Lucassen, C. F. Schippers, et al., Optimizing propagating spin wave spectroscopy, *Appl. Phys. Lett.* **115**, 012403 (2019). doi: 10.1063/1.5090892.
- [41] J. Lucassen, M. J. Meijer, et al., Tuning magnetic chirality by dipolar interactions, *Phys. Rev. Lett.* **123**, 157201 (2019). doi: 10.1103/PhysRevLett.123.157201.

- [42] M. Bacani, M. A. Marioni, et al., How to measure the local Dzyaloshinskii-Moriya Interaction in Skyrmion Thin-Film Multilayers, *Sci. Rep.* **9**, 3114 (2019). doi: 10.1038/s41598-019-39501-x.
- [43] J. Lucassen, C. F. Schippers, et al., Extraction of Dzyaloshinskii-Moriya interaction from propagating spin waves, *Phys. Rev. B* **101**, 064432 (2020). doi: 10.1103/PhysRevB.101.064432.
- [44] S. Rohart, J. Miltat und A. Thiaville, Path to collapse for an isolated Néel skyrmion, *Phys. Rev. B* **93**, 214412 (2016). doi: 10.1103/PhysRevB.93.214412.
- [45] J. Hagemester, N. Romming, et al., Stability of single skyrmionic bits, *Nat. Commun.* **6**, 8455 (2015). doi: 10.1038/ncomms9455.
- [46] K. Litzius, I. Lemesh, et al., Skyrmion Hall effect revealed by direct time-resolved X-ray microscopy, *Nat. Phys.* **13**, 170 (2017). doi: 10.1038/nphys4000.
- [47] J. Plettenberg, M. Stier und M. Thorwart, Steering of the Skyrmion Hall Angle by Gate Voltages, *Phys. Rev. Lett.* **124**, 207202 (2020). doi: 10.1103/PhysRevLett.124.207202.
- [48] G. Chen, A. T. N'Diaye, et al., Ternary superlattice boosting interface-stabilized magnetic chirality, *Appl. Phys. Lett.* **106**, 062402 (2015). doi: 10.1063/1.4907889.
- [49] N.-H. Kim, J. Jung, et al., Interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction, surface anisotropy energy, and spin pumping at spin orbit coupled Ir/Co interface, *Appl. Phys. Lett.* **108**, 142406 (2016). doi: 10.1063/1.4945685.
- [50] K. Shahbazi, J.-V. Kim, et al., Domain-wall motion and interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interactions in Pt/Co/Ir(tIr)/Ta multilayers, *Phys. Rev. B* **99**, 094409 (2019). doi: 10.1103/PhysRevB.99.094409.
- [51] F. Ajejas, V. Krizáková, et al., Tuning domain wall velocity with Dzyaloshinskii-Moriya interaction, *Appl. Phys. Lett.* **111**, 202402 (2017). doi: 10.1063/1.5005798.
- [52] X. Ma, G. Yu, et al., Interfacial Dzyaloshinskii-Moriya Interaction: Effect of 5d Band Filling and Correlation with Spin Mixing Conductance, *Phys. Rev. Lett.* **120**,

- 157204 (2018). doi: 10.1103/PhysRevLett.120.157204.
- [53] Y. Ishikuro, M. Kawaguchi, et al., Dzyaloshinskii-Moriya interaction and spin-orbit torque at the Ir/Co interface, *Phys. Rev. B* **99**, 134421 (2019). doi: 10.1103/PhysRevB.99.134421.
- [54] A. Belabbes, G. Bihlmayer, et al., Hund's Rule-Driven Dzyaloshinskii-Moriya Interaction at 3d-5d Interfaces, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 247202 (2016). doi: 10.1103/PhysRevLett.117.247202.
- [55] K. Yamamoto, A.-M. Pradipto, et al., Interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction and orbital magnetic moments of metallic multilayer films, *AIP Adv.* **7**, 056302 (2017). doi: 10.1063/1.4973217.
- [56] P. Jadaun, L. F. Register und S. K. Banerjee, The microscopic origin of DMI in magnetic bilayers and prediction of giant DMI in new bilayers, *Npj Comput. Mater.* **6**, 88 (2020). doi: 10.1038/s41524-020-00351-1.
- [57] A. Hubert und R. Schäfer, Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures. Springer, Berlin (2009). doi: 10.1007/978-3-540-85054-0.
- [58] L. Landau und E. Lifshitz, On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies, *Phys. Z. Sowjetunion* **8**, 153 (1935). url: <http://www.ujp.bitp.kiev.ua/files/journals/53/si/53SI06p.pdf>.
- [59] H. Kronmüller und S. Parkin, Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials, Bd. 5. John Wiley & Sons (2007). doi: 10.1002/9780470022184.
- [60] S. Blundell, Magnetism in Condensed Matter. Oxford Master Series in Physics (2001). doi: 10.1119/1.1522704.
- [61] R. C. O'Handley, Modern Magnetic Materials: Principles and Applications. John Wiley & Sons, Inc (2000).
- [62] J. Stöhr und H. C. Siegmann, Magnetism: From Fundamentals to Nanoscale Dynamics. Springer-Verlag Berlin Heidelberg (2006). doi: 10.1007/978-3-540-30283-4.

- [63] C. Kittel, Introduction to Solid State Physics. John Wiley & Sons (2004). url: <https://www.wiley.com/en-us/Introduction+to+Solid+State+Physics%2C+8th+Edition-p-9780471415268>.
- [64] A. Aharoni, Introduction to the Theory of Ferromagnetism. Oxford University Press (2001). url: <https://global.oup.com/academic/product/oxford-9780198508090?q=9780198508090&lang=en&cc=ru>.
- [65] M. A. Ruderman und C. Kittel, Indirect Exchange Coupling of Nuclear Magnetic Moments by Conduction Electrons, *Phys. Rev.* **96**, 99 (1954). doi: 10.1103/PhysRev.96.99.
- [66] H. Kronmüller, General Micromagnetic Theory, In: Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials, Eds.: H. Kronmüller, S. Parkin, et al., John Wiley & Sons (2007). doi: 10.1002/9780470022184.hmm201.
- [67] W. Nolting, Grundkurs Theoretische Physik 3. Springer (2004). doi: 10.1007/978-3-642-37905-5.
- [68] H. Ibach und H. Lüth, Festkörperphysik. Springer-Verlag Berlin (2009). doi: 10.1007/978-3-540-85795-2.
- [69] L. Néel, Anisotropie magnétique superficielle et surstructures d'orientation, *J. Phys. Radium* **15**, 225 (1954). doi: 10.1051/jphysrad:01954001504022500.
- [70] D. Sander, The correlation between mechanical stress and magnetic anisotropy in ultrathin films, *Rep. Prog. Phys.* **62**, 809 (1999). doi: 10.1088/0034-4885/62/5/204.
- [71] D. Sander, The magnetic anisotropy and spin reorientation of nanostructures and nanoscale films, *J. Phys.: Condens. Matter* **16**, R603 (2004). doi: 10.1088/0953-8984/16/20/R01.
- [72] S. Blügel. Magnetische Anisotropie und Magnetostriktion (Theorie). (2016). url: http://www.fz-juelich.de/SharedDocs/Downloads/PGI/PGI-1/DE/mca_pdf.pdf.
- [73] M. B. Stearns, Landolt-Börnstein New Series III/19a,, Bd. 19a. Springer-Verlag Berlin (1986). doi: 10.1007/b29710.

- [74] D. M. Paige, B. Szpunar und B. K. Tanner, The magnetocrystalline anisotropy of cobalt, *J. Magn. Magn. Mater.* **44**, 239 (1984). doi: 10.1016/0304-8853(84)90248-8.
- [75] T. Suzuki, D. Weller, et al., Magnetic and magneto-optic properties of thick face-centered-cubic Co single-crystal films, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 2736 (1994). doi: 10.1063/1.111946.
- [76] J. E. Fisher, Structure and magnetic anisotropy of f.c.c. cobalt films between 150° and 870 °K, *Thin Solid Films* **5**, 53 (1970). doi: 10.1016/0040-6090(70)90051-9.
- [77] P. F. Carcia, Perpendicular magnetic anisotropy in Pd/Co and Pt/Co thin-film layered structures, *J. Appl. Phys.* **63**, 5066 (1988). doi: 10.1063/1.340404.
- [78] J. G. Draaisma, F. J. A. den Broeder und W. J. M. de Jonge, Perpendicular anisotropy in Pd/Co multilayers, *J. Appl. Phys.* **63**, 3479 (1988). doi: 10.1063/1.340743.
- [79] J. M. MacLaren und R. H. Victora, Theoretical predictions of interface anisotropy in the presence of interdiffusion (invited), *J. Appl. Phys.* **76**, 6069 (1994). doi: 10.1063/1.358369.
- [80] M. T. Johnson, P. J. H. Bloemen, et al., Magnetic anisotropy in metallic multilayers, *Rep. Prog. Phys.* **59**, 1409 (1996). doi: 10.1088/0034-4885/59/11/002.
- [81] O. Robach, C. Quiros, et al., Erratum: Magnetic anisotropy of ultrathin cobalt films on Pt(111) investigated with x-ray diffraction: Effect of atomic mixing at the interface [Phys. Rev. B 65, 054423 (2002)], *Phys Rev. B* **65**, 099903 (2005). doi: 10.1103/PhysRevB.71.099903.
- [82] U. Gradmann, Magnetic surface anisotropies, *J. Magn. Magn. Mater.* **54**, 733 (1986). doi: 10.1016/0304-8853(86)90230-1.
- [83] H. J. Elmers, T. Furubayashi, et al., Analysis of magnetic anisotropies in ultrathin films by magnetometry in situ in UHV (invited), *J. Appl. Phys.* **70**, 5764 (1991). doi: 10.1063/1.350155.
- [84] D. Sander, A. Enders und J. Kirschner, Stress and magnetic properties of surfaces and ultrathin films, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 439 (1999). doi: 10.1016/

S0304-8853(99)00310-8.

- [85] F. J. A. den Broeder, W. Hoving und P. J. H. Bloemen, Magnetic anisotropy of multilayers, *J. Magn. Magn. Mater.* **93**, 562 (1991). doi: 10.1016/0304-8853(91)90404-X.
- [86] I. E. Dzialoshinskii, Thermodynamic Theory of “Weak” Ferromagnetism In Antiferromagnetic Substances, *Sov. Phys. JETP* **5**, 1259 (1957). url: http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e_005_06_1259.pdf.
- [87] I. E. Dzyaloshinskii, A thermodynamic theory of “weak” ferromagnetism of antiferromagnetics, *J. Phys. Chem. Solids* **4**, 241 (1958). doi: 10.1016/0022-3697(58)90076-3.
- [88] T. Moriya, Anisotropic Superexchange Interaction and Weak Ferromagnetism, *Phys. Rev.* **120**, 91 (1960). doi: 10.1103/PhysRev.120.91.
- [89] M. Bode, M. Heide, et al., Chiral magnetic order at surfaces driven by inversion asymmetry, *Nature* **447**, 190 (2007). doi: 10.1038/nature05802.
- [90] J. Sassmannshausen, A. Kubetzka, et al., Pb-induced skyrmions in a double layer of Fe on Ir(111), *Phys Rev. B* **98**, 144443 (2018). doi: 10.1103/PhysRevB.98.144443.
- [91] S. Woo, K. Litzius, et al., Observation of room-temperature magnetic skyrmions and their current-driven dynamics in ultrathin metallic ferromagnets, *Nat. Mater.* **15**, 501 (2016). doi: 10.1038/nmat4593.
- [92] O. Boulle, J. Vogel, et al., Corrigendum: Room-temperature chiral magnetic skyrmions in ultrathin magnetic nanostructures, *Nat. Nanotechnol.* **12**, 830 (2017). doi: 10.1038/nnano.2017.165.
- [93] S. Mühlbauer, B. Binz, et al., Skyrmion Lattice in a Chiral Magnet, *Science* **323**, 915 (2009). doi: 10.1126/science.1166767.
- [94] Y. Tokunaga, X. Z. Yu, et al., A new class of chiral materials hosting magnetic skyrmions beyond room temperature, *Nat. Commun.* **6**, 7638 (2015). doi: 10.1038/ncomms8638.

- [95] S. Meckler, N. Mikuszeit, et al., Real-Space Observation of a Right-Rotating Inhomogeneous Cycloidal Spin Spiral by Spin-Polarized Scanning Tunneling Microscopy in a Triple Axes Vector Magnet, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 157201 (2009). doi: 10.1103/PhysRevLett.103.157201.
- [96] G. Chen, T. Ma, et al., Tailoring the chirality of magnetic domain walls by interface engineering, *Nat. Commun.* **4**, 2671 (2013). doi: 10.1038/ncomms3671.
- [97] G. Chen, J. Zhu, et al., Novel Chiral Magnetic Domain Wall Structure in Fe / Ni / Cu (001) Films, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 177204 (2013). doi: 10.1103/physrevlett.110.177204.
- [98] E. C. Corredor, S. Kuhrau, et al., SEMP investigation of the Dzyaloshinskii-Moriya interaction in the single, ideally grown Co/Pt(111) interface, *Phys. Rev. B* **96**, 060410(R) (2017). doi: 10.1103/PhysRevB.96.060410.
- [99] H. Yang, G. Chen, et al., Significant Dzyaloshinskii–Moriya interaction at graphene–ferromagnet interfaces due to the Rashba effect, *Nat. Mater.* **17**, 605 (2018). doi: 10.1038/s41563-018-0079-4.
- [100] F. Kloodt-Twesten, S. Kuhrau, et al., Measuring the Dzyaloshinskii-Moriya interaction of the epitaxial Co/Ir(111) interface, *Phys. Rev. B* **100**, 100402(R) (2019). doi: 10.1103/PhysRevB.100.100402.
- [101] P. M. Levy, Indirect exchange via spin-orbit coupled states, *Solid State Commun.* **7**, 1813 (1969). doi: 10.1016/0038-1098(69)90292-0.
- [102] D. A. Smith, New mechanisms for magnetic anisotropy in localised S-state moment materials, *J. Magn. Magn. Mater.* **1**, 214 (1976). doi: 10.1016/0304-8853(76)90069-X.
- [103] A. Fert und P. M. Levy, Role of Anisotropic Exchange Interactions in Determining the Properties of Spin-Glasses, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 1538 (1980). doi: 10.1103/PhysRevLett.44.1538.
- [104] P. M. Levy und A. Fert, Anisotropy induced by nonmagnetic impurities in Cu Mn spin-glass alloys, *Phys. Rev. B* **23**, 4667 (1981). doi: 10.1103/PhysRevB.23.4667.

- [105] A. Fert, Magnetic and Transport Properties of Metallic Multilayers, *Mater. Sci. Forum* **59-60**, 439 (1990). doi: 10.4028/www.scientific.net/MSF.59-60.439.
- [106] K. von Bergmann, A. Kubetzka, et al., Interface-induced chiral domain walls, spin spirals, and skyrmions revealed by spin-polarized scanning tunneling microscopy, *J. Phys. Cond. Matter* **26**, 394002 (2014). doi: 10.1088/0953-8984/26/39/394002.
- [107] F. Freimuth, S. Blügel und Y. Mokrousov, Berry phase theory of Dzyaloshinskii–Moriya interaction and spin–orbit torques, *J. Phys.: Condens. Matter* **26**, 104202 (2014). doi: 10.1088/0953-8984/26/10/104202.
- [108] B. Dupé, M. Hoffmann, et al., Tailoring magnetic skyrmions in ultra-thin transition metal films, *Nat. Commun.* **5**, 4030 (2014). doi: 10.1038/ncomms5030.
- [109] G. J. Vida, E. Simon, et al., Domain-wall profiles in Co/Ir/Pt(111) ultrathin films: Influence of the Dzyaloshinskii–Moriya interaction, *Phys. Rev. B* **94**, 214422 (2016). doi: 10.1103/PhysRevB.94.214422.
- [110] H. Yang, A. Thiaville, et al., Erratum: Anatomy of Dzyaloshinskii–Moriya Interaction at Co/Pt Interfaces [Phys. Rev. Lett. 115, 267210 (2015)], *Phys. Rev. Lett.* **118**, 219901(E) (2017). doi: 10.1103/PhysRevLett.118.219901.
- [111] B. Zimmermann, G. Bihlmayer, et al., Comparison of first-principles methods to extract magnetic parameters in ultra-thin films: Co/Pt(111), *Phys. Rev. B* **99**, 214426 (2019). doi: 10.1103/PhysRevB.99.214426.
- [112] K. Di, V. L. Zhang, et al., Asymmetric spin-wave dispersion due to Dzyaloshinskii–Moriya interaction in an ultrathin Pt/CoFeB film, *Appl. Phys. Lett.* **106**, 052403 (2015). doi: 10.1063/1.4907173.
- [113] H. T. Nembach, J. M. Shaw, et al., Linear relation between Heisenberg exchange and interfacial Dzyaloshinskii–Moriya interaction in metal films, *Nat. Phys.* **11**, 825 (2015). doi: 10.1038/NPHYS3418.
- [114] M. Belmeguenai, J.-P. Adam, et al., Interfacial Dzyaloshinskii–Moriya interaction in perpendicularly magnetized Pt/Co/AlOx ultrathin films measured by Brillouin

- light spectroscopy, *Phys. Rev. B* **91**, 180405(R) (2015). doi: 10.1103/PhysRevB.91.180405.
- [115] A. A. Stashkevich, M. Belmeguenai, et al., Experimental study of spin-wave dispersion in Py/Pt film structures in the presence of an interface Dzyaloshinskii-Moriya interaction, *Phys. Rev. B* **91**, 214409 (2015). doi: 10.1103/PhysRevB.91.214409.
- [116] M. Belmeguenai, M. S. Gabor, et al., Brillouin light scattering investigation of the thickness dependence of Dzyaloshinskii-Moriya interaction in Co_{0.5}Fe_{0.5} ultrathin films, *Phys. Rev. B* **93**, 174407 (2016). doi: 10.1103/PhysRevB.93.174407.
- [117] X. Ma, G. Yu, et al., Interfacial control of Dzyaloshinskii-Moriya interaction in heavy metal/ferromagnetic metal thin film heterostructures, *Phys. Rev. B* **94**, 180408(R) (2016). doi: 10.1103/PhysRevB.94.180408.
- [118] R. Soucaille, M. Belmeguenai, et al., Probing the Dzyaloshinskii-Moriya interaction in CoFeB ultrathin films using domain wall creep and Brillouin light spectroscopy, *Phys. Rev. B* **94**, 104431 (2016). doi: 10.1103/PhysRevB.94.104431.
- [119] J. M. Lee, C. Jang, et al., All-Electrical Measurement of Interfacial Dzyaloshinskii-Moriya Interaction Using Collective Spin-Wave Dynamics, *Nano Lett.* **16**, 62 (2016). doi: 10.1021/acs.nanolett.5b02732.
- [120] W. Zhang, H. Zhong, et al., Electrical field enhanced interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction in MgO/Fe/Pt system, *Appl. Phys. Lett.* **113**, 122406 (2018). doi: 10.1063/1.5050447.
- [121] T. Dohi, S. Duttagupta, et al., Reversal of domain wall chirality with ferromagnet thickness in W/(Co)FeB/MgO systems, *Appl. Phys. Lett.* **114**, 042405 (2019). doi: 10.1063/1.5084095.
- [122] Y. A. Bychkov und E. I. Rashba, Properties of a 2D electron gas with lifted spectral degeneracy, *JETP Lett.* **39**, 78 (1983). url: http://www.jetpletters.ac.ru/ps/1264/article_19121.shtml.
- [123] H. Imamura, P. Bruno und Y. Utsumi, Twisted exchange interaction between localized spins embedded in a one- or two-dimensional electron gas with Rashba spin-orbit

- coupling, *Phys. Rev. B* **69**, 121303(R) (2004). doi: 10.1103/PhysRevB.69.121303.
- [124] H. Imamura, P. Bruno und Y. Utsumi, Twisted exchange interaction between localized spins in presence of Rashba spin-orbit coupling, *AIP Conf. Proc.* **772**, 1409 (2005). doi: 10.1063/1.1994642.
- [125] K.-W. Kim, H.-W. Lee, et al., Chirality from Interfacial Spin-Orbit Coupling Effects in Magnetic Bilayers, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 216601 (2013). doi: 10.1103/PhysRevLett.111.216601.
- [126] A. Kundu und S. Zhang, Dzyaloshinskii-Moriya interaction mediated by spin-polarized band with Rashba spin-orbit coupling, *Phys. Rev. B* **92**, 094434 (2015). doi: 10.1103/PhysRevB.92.094434.
- [127] C.-F. Pai, M. Mann, et al., Determination of spin torque efficiencies in heterostructures with perpendicular magnetic anisotropy, *Phys. Rev. B* **93**, 144409 (2016). doi: 10.1103/PhysRevB.93.144409.
- [128] R. L. Conte, E. Martinez, et al., Role of B diffusion in the interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction in Ta/Co₂₀Fe₆₀B₂₀/MgO nanowires, *Phys. Rev. B* **91**, 014433 (2015). doi: 10.1103/PhysRevB.91.014433.
- [129] R. A. Khan, P. M. Shepley, et al., Effect of annealing on the interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction in Ta/CoFeB/MgO trilayers, *Appl. Phys. Lett.* **109**, 132404 (2016). doi: 10.1063/1.4963731.
- [130] G. V. Karnad, F. Freimuth, et al., Modification of Dzyaloshinskii-Moriya-Interaction-Stabilized Domain Wall Chirality by Driving Currents, *Phys. Rev. Lett.* **121**, 147203 (2018). doi: 10.1103/PhysRevLett.121.147203.
- [131] Z. Qin, C. Jin, et al., Size-tunable skyrmion bubbles in Ta/CoFeB/MgO multilayers, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **51**, 425001 (2018). doi: 10.1088/1361-6463/aadd59.
- [132] S. Kim, K. Ueda, et al., Correlation of the Dzyaloshinskii-Moriya interaction with Heisenberg exchange and orbital asphericity, *Nat. Commun.* **9**, 1648 (2018). doi: 10.1038/s41467-018-04017-x.

- [133] G. Yu, P. Upadhyaya, et al., Magnetization switching through spin-Hall-effect-induced chiral domain wall propagation, *Phys. Rev. B* **89**, 104421 (2014). doi: 10.1103/PhysRevB.89.104421.
- [134] A. K. Chaurasiya, S. Choudhury, et al., Dependence of Interfacial Dzyaloshinskii-Moriya Interaction on Layer Thicknesses in Ta/Co-Fe-B/TaO_x Heterostructures from Brillouin Light Scattering, *Phys. Rev. Applied* **9**, 014008 (2018). doi: 10.1103/PhysRevApplied.9.014008.
- [135] S. Pizzini, J. Vogel, et al., Chirality-Induced Asymmetric Magnetic Nucleation in Pt/Co/AlO_x Ultrathin Microstructures, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 047203 (2014). doi: 10.1103/PhysRevLett.113.047203.
- [136] J. Cho, N.-H. Kim, et al., Thickness dependence of the interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction in inversion symmetry broken systems, *Nat. Commun.* **6**, 7635 (2015). doi: 10.1038/ncomms8635.
- [137] N.-H. Kim, D.-S. Han, et al., Improvement of the interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction by introducing a Ta buffer layer, *Appl. Phys. Lett.* **107**, 142408 (2015). doi: 10.1063/1.4932550.
- [138] A. K. Chaurasiya, C. Banerjee, et al., Direct Observation of Interfacial Dzyaloshinskii-Moriya Interaction from Asymmetric Spin-wave Propagation in W/CoFeB/SiO₂ Heterostructures Down to Sub-nanometer CoFeB Thickness, *Sci. Rep.* **6**, 32592 (2016). doi: 10.1038/srep32592.
- [139] Siehe Fig. S3 im Supplemental Material von Ref. [110] unter doi: 10.1103/PhysRevLett.115.267210.
- [140] H. Yang, A. Thiaville, et al., Anatomy of Dzyaloshinskii-Moriya Interaction at Co/Pt Interfaces, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 267210 (2015). url: <http://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.115.267210>.
- [141] J. W. Arblaster, Crystallographic Properties of Iridium, *Platin. Met. Rev.* **54**, 93 (2010). doi: 10.1595/147106710X493124.

- [142] W. P. Davey, Precision Measurements of the Lattice Constants of Twelve Common Metals, *Phys. Rev.* **25**, 753 (1925). doi: 10.1103/PhysRev.25.753.
- [143] A. Thiaville und A. Fert, Twisted spin configurations in thin magnetic layers with interface anisotropy, *J. Magn. Magn. Mater.* **113**, 161 (1992). doi: 10.1016/0304-8853(92)91263-S.
- [144] H. A. Alperin, O. Steinsvoll, et al., Observation of the Dispersion Relation for Spin Waves in Hexagonal Cobalt, *J. Appl. Phys.* **37**, 1052 (1966). doi: 10.1063/1.1708330.
- [145] J. Weissmüller, A. Michels, et al., Analysis of the small-angle neutron scattering of nanocrystalline ferromagnets using a micromagnetics model, *Phys. Rev. B* **63**, 214414 (2001). doi: 10.1103/PhysRevB.63.214414.
- [146] S. V. Tarasenko, A. S. V. V. Tarasenko und J. Ferré, Bloch wall dynamics in ultrathin ferromagnetic films, *J. Magn. Magn. Mater.* **189**, 19 (1998). doi: 10.1016/S0304-8853(98)00230-3.
- [147] I. Lemesch, F. Büttner und G. S. D. Beach, Accurate model of the stripe domain phase of perpendicularly magnetized multilayers, *Phys. Rev. B* **95**, 174423 (2017). doi: 10.1103/PhysRevB.95.174423.
- [148] B. Lilley, Energies and widths of domain boundaries in ferromagnetics, *Philos. Mag.* **41**, 792 (1950). doi: 10.1080/14786445008561011.
- [149] R. Kirchner und W. Döring, Structure and Energy of a Néel Wall, *J. Appl. Phys.* **39**, 855 (1968). doi: 10.1063/1.2163646.
- [150] A. Hubert, Symmetric néel walls in thin magnetic films, *Comput. Phys. Commun.* **1**, 343 (1970). doi: 10.1016/0010-4655(70)90035-4.
- [151] H. Riedel und A. Seeger, Micromagnetic Treatment of Néel Walls, *Phys. Status Solidi B* **46**, 377 (1971). doi: 10.1002/pssb.2220460136.
- [152] C. Melcher, The Logarithmic Tail of Néel Wall, *Arch. Rational Mech. Anal.* **168**, 83 (2003). doi: 10.1007/s00205-003-0248-7.

- [153] V. S. Semenov, Analytical Model of a Néel Domain Wall with a Logarithmic Variation in the Magnetization in the Tail Regions, *Phys. Met. Metallogr. USSR* **116**, 1 (2015). doi: 10.1134/S0031918X1501010X.
- [154] S. Rohart und A. Thiaville, Skyrmion confinement in ultrathin film nanostructures in the presence of Dzyaloshinskii-Moriya interaction, *Phys. Rev. B* **88**, 184422 (2013). doi: 10.1103/PhysRevB.88.184422.
- [155] X. Z. Yu, Y. Onose, et al., Real-space observation of a two-dimensional skyrmion crystal, *Nature* **465**, 901 (2010). doi: 10.1038/nature09124.
- [156] L. Schmidt, J. Hagemeyer, et al., Symmetry breaking in spin spirals and skyrmions by in-plane and canted magnetic fields, *New. J. Phys.* **18**, 075007 (2016). doi: 10.1088/1367-2630/18/7/075007.
- [157] N. Romming, A. Kubetzka, et al., Field-Dependent Size and Shape of Single Magnetic Skyrmions, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 177203 (2015). doi: 10.1103/PhysRevLett.114.177203.
- [158] N. Nagaosa und Y. Tokura, Topological properties and dynamics of magnetic skyrmions, *Nat. Nanotech.* **8**, 899 (2013). doi: 10.1038/nnano.2013.243.
- [159] W. Jiang, G. Chen, et al., Skyrmions in magnetic multilayers, *Phys. Rep.* **704**, 1 (2017). doi: 10.1016/j.physrep.2017.08.001.
- [160] T. Shinjo, T. Okuno, et al., Magnetic Vortex Core Observation in Circular Dots of Permalloy, *Science* **289**, 930–932 (2000). doi: 10.1126/science.289.5481.930.
- [161] A. Wachowiak, J. Wiebe, et al., Direct Observation of Internal Spin Structure of Magnetic Vortex Cores, *Science* **298**, 577–580 (2002). doi: 10.1126/science.1075302.
- [162] E. Feldtkeller und H. Thomas, Struktur und Energie von Blochlinien in dünnen ferromagnetischen Schichten, *Phys. Kondens. Mater.* **4**, 8 (1965). url: <http://link.springer.com/article/10.1007%2FBBF02423256>.
- [163] E. E. Huber, D. O. Smith und J. B. Goodenough, Domain-Wall Structure in Permalloy Films, *J. Appl. Phys.* **29**, 294 (1958). doi: 10.1063/1.1723105.

- [164] R. Antos, Y. Otani und J. Shibata, Magnetic Vortex Dynamics, *J. Phys. Soc. Jpn.* **77**, 031004 (2008). url: <http://jpsj.ipap.jp/link?JPSJ/77/031004/>.
- [165] K. Everschor-Sitte, J. Masell, et al., Perspective: Magnetic skyrmions - Overview of recent progress in an active research field, *J. Appl. Phys.* **124**, 240901 (2018). doi: 10.1063/1.5048972.
- [166] Y. B. Bazaliy, B. A. Jones und S. C. Zhang, Modification of the Landau-Lifshitz equation in the presence of a spin-polarized current in colossal- and giant-magnetoresistive materials, *Phys. Rev. B* **57**, R3213–R3216 (1998). doi: 10.1103/PhysRevB.57.R3213.
- [167] G. Tatara und H. Kohno, Theory of Current-Driven Domain Wall Motion: Spin Transfer versus Momentum Transfer, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 086601 (2004). doi: 10.1103/PhysRevLett.92.086601.
- [168] A. Thiaville, Y. Nakatani, et al., Micromagnetic understanding of current-driven domain wall motion in patterned nanowires, *Europhys. Lett.* **69**, 990–996 (2005). doi: 10.1209/epl/i2004-10452-6.
- [169] J. C. Sankey, Y.-T. Cui, et al., Measurement of the spin-transfer-torque vector in magnetic tunnel junctions, *Nat. Phys.* **4**, 67 (2008). doi: 10.1038/nphys783.
- [170] S. Zhang und Z. Li, Roles of Nonequilibrium Conduction Electrons on the Magnetization Dynamics of Ferromagnets, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 127204 (2004). doi: 10.1103/PhysRevLett.93.127204.
- [171] G. Tatara und P. Entel, Calculation of current-induced torque from spin continuity equation, *Phys. Rev. B* **78**, 064429 (2008). doi: 10.1103/PhysRevB.78.064429.
- [172] A. Manchon und S. Zhang, Theory of nonequilibrium intrinsic spin torque in a single nanomagnet, *Phys. Rev. B* **78**, 212405 (2008). doi: 10.1103/PhysRevB.78.212405.
- [173] P. Gambardella und I. M. Miron, Current-induced spin-orbit torques, *Phil. Trans. R. Soc. A* **369**, 3175 (2011). doi: 10.1098/rsta.2010.0336.

- [174] S. Gasiorowicz, Quantenphysik. Oldenburg Verlag München Wien, 9. Auflage (2005).
- [175] R. H. Landau, Quantum Mechanics II: A Second Course in Quantum Theory. John Wiley & Sons, Inc, New York (1990). doi: 10.1002/9783527617432.
- [176] J. Miltat, G. Albuquerque und A. Thiaville, An Introduction to Micromagnetics in the Dynamic Regime, In: Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I, Eds.: B. Hillebrands und K. Ounadjela, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, S. 1–33 (2002). doi: 10.1007/3-540-40907-6.
- [177] T. L. Gilbert, A Phenomenological Theory of Damping in Ferromagnetic Materials, *IEEE Trans. Magn.* **40**, 3443 (2004). doi: 10.1109/TMAG.2004.836740.
- [178] T. Gilbert, A Lagrangian formulation of the gyromagnetic equation of the magnetic field, *Phys. Rev.* **100**, 1243 (1955).
- [179] H. Hasegawa, Dynamical Properties of s-d Interaction, *Progress of Theoretical Physics* **21**, 483 (1959). doi: 10.1143/PTP.21.483.
- [180] L. Berger, Exchange interaction between ferromagnetic domain wall and electric current in very thin metallic films, *J. Appl. Phys.* **55**, 1954 (1984). doi: 10.1063/1.333530.
- [181] I. M. Miron, G. Gaudin, et al., Current-driven spin torque induced by the Rashbaeffect in a ferromagnetic metal layer, *Nat. Mater.* **9**, 230 (2010). doi: 10.1038/nmat2613.
- [182] J. E. Hirsch, Spin Hall Effect, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1834 (1999). doi: 10.1103/PhysRevLett.83.1834.
- [183] A. Ganguly, R. M. Rowan-Robinson, et al., Time-domain detection of current controlled magnetization damping in Pt/Ni81Fe19 bilayer and determination of Pt spin Hall angle, *Appl. Phys. Lett.* **105**, 112409 (2014). doi: 10.1063/1.4896277.
- [184] A. A. Thiele, Applications of the gyrocoupling vector and dissipation dyadic in the dynamics of magnetic domains, *J. Appl. Phys.* **45**, 377 (1974). doi: 10.1063/1.

- 1662989.
- [185] H. H. Langner, T. Kamionka, et al., Vortex dynamics in nonparabolic potentials, *Phys. Rev. B* **85**, 174436 (2012). doi: 10.1103/PhysRevB.85.174436.
- [186] C. F. Adolff. Dynamik magnetischer Vortizes in nichtparabolischen Potentialen untersucht mittels Hochfrequenzabsorptionsspektroskopie. Masterarbeit, Institut für Angewandte Physik und Zentrum für Mikrostrukturforschung Universität Hamburg, (2012). url: http://www.physik.uni-hamburg.de/institute/IAP/Group_N/e/information/viscard.php?id=97.
- [187] K.-S. Lee und S.-K. Kim, Gyrotropic linear and nonlinear motions of a magnetic vortex in soft magnetic nanodots, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 1 (2007). doi: 10.1063/1.2783272.
- [188] M. Martens. Dynamics of magnetic vortices and antivortices studied by ferromagnetic absorption spectroscopy and transmission x-ray microscopy. Dissertation, Universität Hamburg, (2014).
- [189] B. Krüger, A. Drews, et al., Harmonic oscillator model for current- and field-driven magnetic vortices, *Phys. Rev. B* **76**, 224426 (2007). doi: 10.1103/PhysRevB.76.224426.
- [190] B. Krüger. Current-Driven Magnetization Dynamics: Analytical Modeling and Numerical Simulation. Dissertation, Universität Hamburg, (2011). url: <http://ediss.sub.uni-hamburg.de/volltexte/2012/5887/>.
- [191] S. Rößler, S. Hankemeier, et al., Nonadiabatic spin-transfer torque of magnetic vortex structures in a permalloy square, *Phys. Rev. B* **89**, 174426 (2014). doi: 10.1103/PhysRevB.89.174426.
- [192] B. Krüger, A. Drews, et al., Vortices and antivortices as harmonic oscillators, *J. Appl. Phys.* **103**, 07A501 (2008). doi: 10.1063/1.2830011.
- [193] M. Pues, M. Martens und G. Meier, Absorption spectroscopy of isolated magnetic antivortices, *J. Appl. Phys.* **116**, 153903 (2014). doi: 10.1063/1.4897648.

- [194] K. Koike und K. Hayakawa, Scanning Electron-microscope Observation of Magnetic Domains Using Spin-polarized Secondary Electrons, *Jpn. J. Appl. Phys.* **23**, L187 (1984). doi: 10.1143/JJAP.23.L187.
- [195] J. Unguris, D. T. Pierce und R. J. Celotta, Low-energy diffuse scattering electron-spin polarization analyzer, *Rev. Sci. Instrum.* **57**, 1314 (1986). doi: 10.1063/1.1138595.
- [196] H. P. Oepen und J. Kirschner, Imaging of Magnetic Microstructures at Surfaces, *J. Phys. Colloq.* **49**, C-8-1853 (1988). doi: 10.1051/jphyscol:19888848.
- [197] H. P. Oepen und J. Kirschner, Imaging of Magnetic Microstructures at Surfaces: The Scanning Electron Microscope with Spin Polarization Analysis, *Scanning Microscopy* **5**, 1 (1991). url: <https://digitalcommons.usu.edu/microscopy/vol5/iss1/1>.
- [198] R. Allenspach, Ultrathin Films - Magnetism On The Microscopic Scale, *J. Magn. Magn. Mater.* **129**, 160 (1994). doi: 10.1016/0304-8853(94)90108-2.
- [199] J. K. R. Frömter, H.P. Oepen, A miniaturized detector for high-resolution SEMPA, *Appl. Phys. A* **76**, 869 (2003). doi: 10.1007/s00339-002-1966-7.
- [200] R. Frömter, S. Hankemeier, et al., Optimizing a low-energy electron diffraction spin-polarization analyzer for imaging of magnetic surface structures, *Rev. Sci. Instrum.* **82**, 033704 (2011). doi: 10.1063/1.3534832.
- [201] M. R. Scheinfein, D. T. Pierce, et al., Improved low-energy diffuse scattering electron-spin polarization analyzer, *Rev. Sci. Instrum.* **60**, 1 (1989). doi: 10.1063/1.1140575.
- [202] R. Bertacco, M. Merano und F. Ciccacci, Spin dependent electron absorption in Fe(001)-p(1 × 1)O: A new candidate for a stable and efficient electron polarization analyzer, *Appl. Phys. Lett.* **72**, 2050 (1998). doi: <https://doi.org/10.1063/1.121261>.
- [203] R. Bertacco und F. Ciccacci, Oxygen-induced enhancement of the spin-dependent effects in electron spectroscopies of Fe(001), *Phys. Rev. B* **59**, 4207 (1999). doi: 10.1103/PhysRevB.59.4207.

- [204] A. Winkelmann, D. Hartung, et al., High efficiency electron spin polarization analyzer based on exchange scattering at Fe/W(001), *Rev. Sci. Instrum.* **79**, 083303 (2008). doi: 10.1063/1.2949877.
- [205] T. Okuda, Y. Takeichi, et al., A new spin-polarized photoemission spectrometer with very high efficiency and energy resolution, *Rev. Sci. Instrum.* **79**, 123117 (2008). doi: 10.1063/1.3058757.
- [206] C. Jozwiak, J. Graf, et al., A high-efficiency spin-resolved photoemission spectrometer combining time-of-flight spectroscopy with exchange-scattering polarimetry, *Rev. Sci. Instrum.* **81**, 053904 (2010). doi: 10.1063/1.3427223.
- [207] M. Escher, N. B. Weber, et al., FERRUM: A New Highly Efficient Spin Detector for Electron Spectroscopy, *e-J. Surf. Sci. Nanotech.* **9**, 340 (2011). doi: 10.1380/ejssnt.2011.340.
- [208] L. Reimer, Image Formation in Low-Voltage Scanning Electron Microscopy. SPIE press (1993). doi: 10.1117/3.2265074.
- [209] D. Drouin, A. R. Couture, et al., CASINO V2.42-A Fast and Easy-to-use Modeling Tool for Scanning Electron Microscopy and Microanalysis Users, *Scanning* **29**, 92 (2007). doi: 10.1002/sca.20000.
- [210] L. Reimer, Scanning Electron Microscopy. Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1998). doi: 10.1007/978-3-540-38967-5.
- [211] S. Tanuma, C. J. Powell und D. R. Penn, Calculations of electron inelastic mean free paths. V. Data for 14 organic compounds over the 50–2000 eV range, *Surf. Interface Anal.* **21**, 165 (1994). doi: 10.1002/sia.740210302.
- [212] M. P. Seah und W. A. Dench, Quantitative electron spectroscopy of surfaces: A standard data base for electron inelastic mean free paths in solids, *Surf. Interface Anal.* **1**, 2 (1979). doi: 10.1002/sia.740010103.
- [213] Y. B. Zou, S. F. Mao, et al., Surface sensitivity of secondary electrons emitted from amorphous solids: Calculation of mean escape depth by a Monte Carlo method, *J. Appl. Phys.* **120**, 235102 (2016). doi: 10.1063/1.4972196.

- [214] H. Seiler, Secondary electron emission in the scanning electron microscope, *J. Appl. Phys.* **54**, R1 (1983). doi: 10.1063/1.332840.
- [215] K. Koike, H. Matsuyama und K. Hayakawa, Spin-Polarized Scanning Electron Microscope Equipped with a Thumb-Size Spin Detector, *Jpn. J. Appl. Phys.* **27**, L1352 (1988). doi: 10.1143/JJAP.27.L1352/pdf.
- [216] M. R. Scheinfein, J. Unguris, et al., Scanning electron microscopy with polarization analysis (SEMPA), *Rev. Sci. Instrum.* **61**, 2501 (1990). doi: 10.1063/1.1141908.
- [217] T. Kohashi, H. Matsuyama, et al., A Spin Rotator Used for Detecting All three Magnetization Vector Components in Spin-Polarized Scanning Electron Microscopy, *J. Magn. Soc. Jpn.* **18**, 7 (1994). doi: 10.3379/jmsjmag.18.S1_7.
- [218] T. Kohashi, M. Konoto und K. Koike, A spin rotator for spin-polarized scanning electron microscopy, *Rev. Sci. Instrum.* **75**, 2003 (2004). doi: 10.1063/1.1753102.
- [219] J. Barnes, L. Mei, et al., Implementation of scanning electron microscopy with polarization analysis using high-efficiency retarding-potential Mott polarimeters, *Rev. Sci. Instrum.* **70**, 246 (1999). doi: 10.1063/1.1149512.
- [220] T. E. Everhart und R. F. M. Thornley, Wide-band detector for micro-microampere low-energy electron currents, *J. Sci. Instrum.* **37**, 246 (1960). doi: 10.1088/0950-7671/37/7/307.
- [221] H. P. Oepen und R. Frömter, Scanning Electron Microscopy with Polarization Analysis, In: Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials, Eds.: H. Kronmüller, S. Parkin, et al., John Wiley & Sons, Bd. 3 (2007). doi: 10.1002/9780470022184.hmm309.
- [222] J. Kessler, Polarized Electrons, Bd. 1 von *Springer Series on Atoms + Plasmas*. Springer Berlin Heidelberg (1985). doi: 10.1007/978-3-662-02434-8.
- [223] G. Chrobok und M. Hofmann, Electron spin polarisation of secondary electrons ejected from magnetized europium oxide, *Phys. Lett.* **57A**, 257 (1976). doi: 10.1016/0375-9601(76)90056-6.

- [224] E. Kisker, W. Gudat und K. Schröder, Observation of a high spin polarization of secondary electrons from single crystal Fe and Co, *Solid State Commun.* **44**, 591 (1982). doi: 10.1016/0038-1098(82)90561-0.
- [225] H. Hopster, B. Baue, et al., Evidence for Spin-Dependent Electron-Hole-Pair Excitations in Spin-Polarized Secondary-Electron Emission from Ni(110), *Phys. Rev. Lett.* **50**, 70 (1983). doi: 10.1103/PhysRevLett.50.70.
- [226] J. Unguris, D. T. Pierce, et al., Spin and Energy Analyzed Secondary Electron Emission from a Ferromagnet, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 72 (1982). doi: 10.1103/PhysRevLett.49.72.
- [227] J. Kirschner, Spin-Polarized Secondary Electrons from Ferromagnets, In: Surface and Interface Characterization by Electron Optical Methods, Eds.: A. Howie und U. Valdrè, Springer US, S. 267 (1988). doi: 10.1007/978-1-4615-9537-3_14.
- [228] M. S. Hammond, G. Fahsold und J. Kirschner, Absorption and elastic and inelastic reflection of spin-polarized low-energy electrons from Fe(110), *Phys. Rev. B* **45**, 6131 (1992). doi: 10.1103/PhysRevB.45.6131.
- [229] D. R. Penn, S. P. Apell und S. M. Girvin, Theory of Spin-Polarized Secondary Electrons in Transition Metals, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 518 (1985). doi: 10.1103/PhysRevLett.55.518.
- [230] J. Kirschner, Direct and Exchange Contributions in Inelastic Scattering of Spin-Polarized Electrons from Iron, *Phys. Rev. Lett.* **55**, 973 (1985). url: <http://link.aps.org/abstract/PRL/v55/p973>.
- [231] E. Tamura und R. Feder, Theory of Spin-Polarized Secondary-Electron Emission from Ferromagnets, *Phys. Rev. Lett.* (1986). doi: 10.1103/PhysRevLett.57.759.
- [232] D. L. Abraham und H. Hopster, Magnetic Probing Depth in Spin-Polarized Secondary-Electron Spectroscopy, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 1352 (1987). doi: 10.1103/PhysRevLett.58.1352.
- [233] K. Koike, Spin-polarized scanning electron microscopy, *Microscopy* **62**, 177 (2013). doi: 10.1093/jmicro/dfs092.

- [234] I. Ferguson, Auger Microprobe Analysis. CRC Press (1989).
- [235] G. Wentzel, Über strahlungslose Quantensprünge, *Z. Phys.* **43**, 524 (1927). doi: 10.1007/BF01397631.
- [236] P. Auger, The secondary rays produced in a gas by x-rays, *Compt. Rend. (Paris)* **177**, 169 (1923).
- [237] P. Auger, L'effet photoélectrique composé, *Ann. Phys.* **10**, 183 (1926). doi: 10.1051/anphys/192610060183.
- [238] C. Le Gressus, D. Massignon und R. Spoizet, A new method for analyzing the secondary electron spectrum, *C. R. Acad. Sci. Paris B* **280**, 439 (1975).
- [239] M. Aubry und H. Okusumi, Microanalyses en microscopie electronique a balayage: complements aux etudes morphologiques, *Trav. Lab. Microplaeontol.* **9**, 1 (1976).
- [240] C. Le Gressus, D. Massignon, et al., Secondary electron emission dependence on electron beam density dose and surface interactions from AES and ELS in an ultra high vacuum SEM, *Scan. Electron Microsc.* **1**, 161 (1979).
- [241] B. Lesiak, A. Jablonski, et al., Experimental determination of the inelastic mean free path of electrons in solids, *Surf. Sci.* **223**, 213 (1989). doi: 10.1016/0039-6028(89)90735-8.
- [242] C. J. Powell, Cross sections for inelastic electron scattering in solids, *Ultramicroscopy* **28**, 24 (1989). doi: 10.1016/0304-3991(89)90264-7.
- [243] W. S. M. Werner, Electron transport in solids for quantitative surface analysis, *Surf. Interface Anal.* **31**, 141 (2001). doi: 10.1002/sia.973.
- [244] C. J. Powell, Energy and material dependence of the inelastic mean free path of low-energy electrons in solids, *J. Vacuum Sci. Technol. A* **3**, 1338 (1985). doi: <https://doi.org/10.1116/1.573063>.
- [245] A. Jablonski und H. Ebel, Comparison of electron attenuation lengths and escape depths with inelastic mean free paths, *Surf. Interface Anal.* **11**, 627 (1988). doi: 10.1002/sia.740111208.

- [246] A. Jablonski, Quantitative AES: Via the inelastic mean free path or the attenuation length?, *Surf. Interface Anal.* **15**, 559 (1990). doi: 10.1002/sia.740150910.
- [247] I. Tilinin, Elastic scattering of electrons and positrons by complex atoms at medium energies, *JETP* **67**, 1570 (1988). url: <http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/e/index/e/67/8/p1570?a=list>.
- [248] I. S. Tilinin, Quasiclassical expression for inelastic energy losses in atomic particle collisions below the Bohr velocity, *Phys. Rev. A* **51**, 3058 (1995). doi: 10.1103/PhysRevA.51.3058.
- [249] P. J. Cumpson und M. P. Seah, Elastic Scattering Corrections in AES and XPS. II. Estimating Attenuation Lengths and Conditions Required for their Valid Use in Overlayer/Substrate Experiments, *Surf. Interface Anal.* **25**, 430 (1997). doi: 10.1002/(SICI)1096-9918(199706)25:6<430::AID-SIA254>3.0.CO;2-7.
- [250] C. R. Brundle, The application of electron spectroscopy to surface studies, *J. Vacuum Sci. Technol.* **11**, 212 (1974). doi: 10.1116/1.1318572.
- [251] C. J. Powell, Attenuation lengths of low-energy electrons in solids, *Surf. Sci.* **44**, 29 (1974). doi: 10.1016/0039-6028(74)90091-0.
- [252] H. Tokutaka, K. Nishimori und H. Hayashi, The electron mean free path (applicable to quantitative electron spectroscopy), *Surf. Sci.* **149**, 349 (1985). doi: [https://doi.org/10.1016/0039-6028\(85\)90068-8](https://doi.org/10.1016/0039-6028(85)90068-8).
- [253] M. A. Van Hove, W. H. Weinberg und C.-M. Chan, Low-Energy Electron Diffraction. Springer, Berlin, Heidelberg (1986). doi: <https://doi.org/10.1007/978-3-642-82721-1>.
- [254] R. L. Park, J. E. Houston und D. G. Schreiner, The LEED Instrument Response Function, *Rev. Sci. Instrum.* **42**, 60 (1971). doi: 10.1063/1.1684878.
- [255] G.-C. Wang und M. G. Lagally, Quantitative island size determination in the chemisorbed layer W(110) p(2 × 1)-O: I. Instrument response function and substrate perfection, *Surf. Sci.* **81**, 69 (1979). doi: 10.1016/0039-6028(79)90506-5.

- [256] M. Henzler, LEED studies of surface imperfections, *Appl. Surf.* **11**, 450 (1982). doi: 10.1016/0378-5963(82)90092-7.
- [257] J. E. Houston und R. L. Park, Low-energy electron diffraction from imperfect structures, *Surf. Sci.* **21**, 209 (1970). doi: 10.1016/0039-6028(70)90228-1.
- [258] G. L. P. Berning, G. P. Alldredge und P. E. Viljoen, LEED intensity calculations for Co(0001), *Surf. Sci.* **104**, L225 (1981). doi: 10.1016/0039-6028(81)90060-1.
- [259] S. Kuhrau. Surface-sensitive magnetic imaging of polycrystalline and epitaxial ultra-thin cobalt films with a perpendicular magnetic anisotropy. Dissertation, Universität Hamburg, (2019). url: <https://ediss.sub.uni-hamburg.de/volltexte/2019/10013/>.
- [260] C. J. Powell und A. Jablonski, Surface Sensitivity of Auger-Electron Spectroscopy and X-ray Photoelectron Spectroscopy, *J. Surf. Anal.* **17**, 170 (2011). url: http://www.sasj.jp/JSA/CONTENTS/vol.17_3/Vol.17%20No.3/03_Powell.pdf.
- [261] M. Henzler, Texture of surfaces cleaned by ion bombardment and annealing, *Surf. Sci.* **22**, 12 (1970). doi: 10.1016/0039-6028(70)90019-1.
- [262] M. Henzler, Atomic steps on single crystals: Experimental methods and properties, *Appl. Phys.* **9**, 11 (1976). doi: 10.1007/BF00901904.
- [263] B. W. Lee, R. Alsenz, et al., Surface structures of the two allotropic phases of cobalt, *Phys. Rev. B* **17**, 1510 (1978). doi: 10.1103/PhysRevB.17.1510.
- [264] S. Rößler. Magnetic imaging of static and dynamic states in systems of reduced dimensions. Dissertation, Universität Hamburg, (2014). url: http://www.shaker.de/Online-Gesamtkatalog-Download/2016.05.28-22.13.44-79.228.5.46-rad2797C.tmp/3-8440-3523-0_INH.PDF.
- [265] F. Lofink, S. Hankemeier, et al., Long-time stability of a low-energy electron diffraction spin polarization analyzer for magnetic imaging, *Rev. Sci. Instrum.* **83**, 023708 (2012). doi: 10.1063/1.3685629.
- [266] M. J. Zuckermann, The proximity effect for weak itinerant ferromagnets, *Solid State Commun.* **12**, 745 (1973). doi: 10.1016/0038-1098(73)90327-X.

- [267] J. J. Hauser, Magnetic Proximity Effect, *Phys. Rev.* **187**, 580 (1969). doi: 10.1103/PhysRev.187.580.
- [268] R. Frömter, F. Kloodt, et al., Time-resolved scanning electron microscopy with polarization analysis, *Appl. Phys. Lett.* **108**, 142401 (2016). doi: 10.1063/1.4945053.
- [269] F. Kloodt-Twesten, S. Kuhrau, et al., Coupling between vortices and antivortices in a cross-tie wall studied by time-resolved SEMPA, *Phys. Rev. B* **97**, 024426 (2018). doi: 10.1103/PhysRevB.97.024426.
- [270] S. Hankemeier, R. Frömter, et al., Magnetic Ground State of Single and Coupled Permalloy Rectangles, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 147204–4 (2009). doi: 10.1103/PhysRevLett.103.147204.
- [271] T. VanZandt, R. Browning und M. Landolt, Iron overlayer polarization enhancement technique for spin-polarized electron microscopy, *J. Appl. Phys.* **69**, 1564–1568 (1991). url: <http://link.aip.org/link/?JAP/69/1564/1>.
- [272] S.-H. Chung, D. T. Pierce und J. Unguris, Simultaneous measurement of magnetic vortex polarity and chirality using scanning electron microscopy with polarization analysis (SEMPA), *Ultramicroscopy* **110**, 177 (2010). doi: 10.1016/j.ultramic.2009.11.002.
- [273] L. V. Dzemiantsova, M. Karolak, et al., Multiscale magnetic study of Ni(111) and graphene on Ni(111), *Phys. Rev. B* **84**, 205431 (2011). doi: 10.1103/PhysRevB.84.205431.
- [274] A. Gaul, S. Hankemeier, et al., Engineered magnetic domain textures in exchange bias bilayer systems, *J. Appl. Phys.* **120**, 033902 (2016). doi: 10.1063/1.4958847.
- [275] J. Unguris, D. Tulchinsky, et al., Magnetic depth profiling Co/Cu multilayers to investigate magnetoresistance (invited), *J. Appl. Phys.* **87**, 6639 (2000). doi: 10.1063/1.372796.
- [276] J. Unguris, Scanning electron microscopy with polarization analysis (SEMPA) and its applications, *Experimental Methods in the Physical Sciences* **36**, 167 (2000). doi: 10.1016/S1079-4042(01)80040-0.

- [277] C. T. Rettner, S. Anders, et al., Characterization of the magnetic modification of Co/Pt multilayer films by He⁺, Ar⁺, and Ga⁺ ion irradiation, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 279 (2002). doi: 10.1063/1.1432108.
- [278] M. J. Bonder, N. D. Telling, et al., Ion irradiation of Co/Pt multilayer films, *J. Appl. Phys.* **93**, 7226 (2003). doi: 10.1063/1.1557311.
- [279] G. S. Chang, A. Moewes, et al., Uniaxial in-plane magnetic anisotropy of a CoPt thin film induced by ion irradiation, *Appl. Phys. Lett.* **88**, 092504 (2006). doi: 10.1063/1.2180867.
- [280] M. M. Jakubowski, M. O. Liedke, et al., On defects' role in enhanced perpendicular magnetic anisotropy in Pt/Co/Pt, induced by ion irradiation, *J. Phys. Cond. Matter* **31**, 185801 (20019). doi: 10.1088/1361-648X/ab0351.
- [281] B. J. McMorran, A. C. Cochran, et al., Measuring the effects of low energy ion milling on the magnetization of Co/Pd multilayers using scanning electron microscopy with polarization analysis, *J. Appl. Phys.* **107**, 09D305 (2010). doi: 10.1063/1.3358218.
- [282] T. VanZandt und R. Browning, Determination of spinpolarized secondaryelectron escape depth through oxidation of iron, *J. Appl. Phys.* **68**, 5835 (1990). doi: 10.1063/1.346956.
- [283] M. Aeschlimann, M. Scheinfein, et al., Magnetic-field-modulated written bits inTbFeCo thin films: Transmission electronmicroscopy Lorentz and scanning electronmicroscopy with polarization analysis studies, *J. Appl. Phys.* **68**, 4710 (1990). doi: 10.1063/1.346151.
- [284] R. Frömter, C. Menk, et al., Imaging the domain pattern of the canted magnetization state in Co/Pt multilayer films, *Vacuum* **82**, 395–401 (2007). doi: 10.1016/j.vacuum.2007.07.064.
- [285] R. Frömter, H. Stillrich, et al., Imaging the Cone State of the Spin Reorientation Transition, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 207202 (2008). doi: 10.1103/PhysRevLett.100.207202.

- [286] M. R. Freeman und B. C. Choi, Advances in Magnetic Microscopy, *Science* **294**, 1484 (2001). doi: 10.1126/science.1065300.
- [287] W. Kuch, Magnetic Imaging, In: Magnetism: A Synchrotron Radiation Approach, Eds.: E. Beaurepaire, H. Bulou, et al., Springer Berlin Heidelberg, S. 275 (2006). doi: 10.1007/3-540-33242-1_10.
- [288] W. Kuch, R. Schäfer, et al., Magnetic Microscopy of Layered Structures, Bd. 57. Springer, Berlin, Heidelberg (2014). doi: 10.1007/978-3-662-44532-7_5.
- [289] J. McCord, Progress in magnetic domain observation by advanced magneto-optical microscopy, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **48**, 333001 (2015). doi: 10.1088/0022-3727/48/33/333001.
- [290] E. Abbe, Beiträge zur Theorie des Mikroskops und der mikroskopischen Wahrnehmung, *Archiv f. mikrosk. Anatomie* **9**, 413 (1873). doi: 10.1007/BF02956173.
- [291] H. J. Williams, F. G. Foster und E. A. Wood, Observation of Magnetic Domains by the Kerr Effect, *Phys. Rev.* **82**, 119 (1951). doi: 10.1103/PhysRev.82.119.
- [292] C. A. Fowler, Jr. und E. M. Fryer, Magnetic Domains on Silicon Iron by the Longitudinal Kerr Effect, *Phys. Rev.* **86**, 426 (1952). doi: 10.1103/PhysRev.86.426.
- [293] W. Rave, R. Schäfer und A. Hubert, Quantitative observation of magnetic domains with the magneto-optical Kerr-effect, *J. Magn. Magn. Mater.* **65**, 7 (1987). doi: 10.1016/0304-8853(87)90304-0.
- [294] J. Kerr, On rotation of the plane of polarization by reflection from the pole of a magnet, *Philosophical Magazine* **3**, 321 (1877). doi: 10.1080/14786447708639245.
- [295] M. Faraday, Experimental Research in Electricity, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London* **136**, 1 (1846).
- [296] J. Zak, E. R. Moog, et al., Fundamental magneto-optics, *J. Appl. Phys.* **68**, 4203 (1990). doi: 10.1063/1.346209.
- [297] J. Zak, E. Moog, et al., Universal approach to magneto-optics, *J. Magn. Magn. Mater.* **89**, 107 (1990). doi: :10.1016/0304-8853(90)90713-Z.

- [298] B. E. Argyle und J. G. McCord, New laser illumination method for Kerr microscopy, *J. Appl. Phys.* **87**, 6487 (2000). doi: 10.1063/1.372746.
- [299] W. K. Hiebert, A. Stankiewicz und M. R. Freeman, Direct Observation of Magnetic Relaxation in a Small Permalloy Disk by Time-Resolved Scanning Kerr Microscopy, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 1134 (1997). doi: 10.1103/PhysRevLett.79.1134.
- [300] C. A. Fowler, Jr. und E. M. Fryer, Magnetic Domains in Thin Films by the Faraday Effect, *Phys. Rev.* **104**, 552 (1956). doi: 10.1103/PhysRev.104.552.
- [301] J. F. D. Jr., Observation of Domains in the Ferrimagnetic Garnets by Transmitted Light, *J. Appl. Phys.* **29**, 1286 (1958). doi: 10.1063/1.1723427.
- [302] J. Basterfield, Domain Structure and the Influence of Growth Defects in Single Crystals of Yttrium Iron Garnet, *J. Appl. Phys.* **39**, 5521 (1968). doi: 10.1063/1.1656006.
- [303] V. K. Vlasko-Vlasov, I. M. Dedukh und V. I. Nikitenko, Domain structure of yttrium iron garnet single crystals, *Sov. Phys. JETP* **44**, 1208 (1976). url: <http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/e/index/e/44/6/p1208?a=list>.
- [304] W. Voigt, Magnetoptik, In: Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus, Ed.: L. Graetz, Johann Ambrosius Barth, Leipzig, S. 667 (1920). doi: 10.1002/bbpc.192400076.
- [305] V. V. Kruglyak, A. Barman, et al., Picosecond magnetization dynamics in nanomagnets: Crossover to nonuniform precession, *Phys. Rev. B* **71**, 220409(R) (2005). doi: 10.1103/PhysRevB.71.220409.
- [306] K. S. Buchanan, X. Zhu, et al., Ultrafast Dynamics of a Ferromagnetic Nanocomposite, *Nano. Lett.* **5**, 383 (2005). doi: 10.1021/nl0482377.
- [307] A. Barman, S. Wang, et al., Magneto-Optical Observation of Picosecond Dynamics of Single Nanomagnets, *Nano Lett.* **6**, 2939 (2006). doi: 10.1021/nl0623457.
- [308] Y. Acremann, C. H. Back, et al., Imaging Precessional Motion of the Magnetization Vector, *Science* **290**, 492 (2000). doi: 10.1126/science.290.5491.492.

- [309] T. Taniuchi, Y. Kotani und S. Shin, Ultrahigh-spatial-resolution chemical and magnetic imaging by laser-based photoemission electron microscopy, *Rev. Sci. Instrum.* **86**, 023701 (2015). doi: 10.1063/1.4906755.
- [310] O. Schmidt, M. Bauer, et al., Time-resolved two photon photoemission electron microscopy, *Appl. Phys. B* **74**, 223 (2002). doi: 10.1007/s003400200803.
- [311] W. Chao, B. D. Harteneck, et al., Soft X-ray microscopy at a spatial resolution better than 15nm, *Nature* (2005). doi: 10.1038/nature03719.
- [312] W. Chao, E. Anderson, et al., 20-nm-resolution soft x-ray microscopy demonstrated by use of multilayer test structures, *Opt. Lett.* **28**, 2019 (2003). doi: 10.1364/OL.28.002019.
- [313] H. Stoll, A. Puzic, et al., High-resolution imaging of fast magnetization dynamics in magnetic nanostructures, *Appl. Phys. Lett.* **84** (2004). doi: 10.1063/1.1723698.
- [314] P. Fischer, D.-H. Kim, et al., Magnetic soft X-ray microscopy: Imaging spin dynamics at the nanoscale, *J. Magn. Magn. Mater.* **310**, 2689 (2007). doi: 10.1016/j.jmmm.2006.10.1098.
- [315] T. Schmidt, A. Sala, et al., First experimental proof for aberration correction in XPEEM: Resolution, transmission enhancement, and limitation by space charge effects, *Ultramicroscopy* **126**, 23 (2013). doi: 10.1016/j.ultramic.2012.11.004.
- [316] J. Wagner. The magnetic properties of ultrathin cobalt multilayers symmetrically and antisymmetrically sandwiched between layers of platinum and iridium. Dissertation, Universität Hamburg, (2018). url: <http://ediss.sub.uni-hamburg.de/volltexte/2019/9916/>.
- [317] A. Petford-Long und J. Chapman, Lorentz Microscopy, In: Magnetic Microscopy of Nanostructures, Eds.: H. Hopster und H. P. Oepen, Springer Berlin Heidelberg, S. 67 (2003). doi: 10.1007/b137837.
- [318] N. Rubiano da Silva, M. Möller, et al., Nanoscale Mapping of Ultrafast Magnetization Dynamics with Femtosecond Lorentz Microscopy, *Phys. Rev. X* **8**, 031052 (2018). doi: 10.1103/PhysRevX.8.031052.

- [319] E. Bauer, SPLEEM, In: Magnetic Microscopy of Nanostructures, Eds.: H. Hopster und H. P. Oepen, Springer Berlin Heidelberg, S. 111 (2005). doi: 10.1007/b137837.
- [320] T. Niermann, T. Wagner und M. Lehmann, Time-Resolved Electron Holography by Interference Gating, *Microsc. Microanal.* **24**, 1874 (2018). doi: 10.1017/S1431927618009856.
- [321] T. Niermann, M. Lehmann und T. Wagner, Gated interference for time-resolved electron holography, *Ultramicroscopy* **182**, 54 (2017). doi: 10.1016/j.ultramic.2017.06.017.
- [322] L. Folks, M. E. Best, et al., Perforated tips for high-resolution in-plane magnetic force microscopy, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 909 (2000). doi: 10.1063/1.125626.
- [323] A. Thiaville, J. Miltat und J. M. García, Magnetic Force Microscopy: Images of Nanostructures and Contrast Modeling, In: Magnetic Microscopy of Nanostructures, Eds.: H. Hopster und H. P. Oepen, Springer Berlin Heidelberg, S. 225 (2005). doi: 10.1007/b137837.
- [324] J. Friedlein, J. Harm, et al., A radio-frequency spin-polarized scanning tunneling microscope, *Rev. Sci. Instrum.* **90**, 123705 (2019). doi: 10.1063/1.5104317.
- [325] S. Loth, M. Etzkorn, et al., Measurement of Fast Electron Spin Relaxation Times with Atomic Resolution, *Science* **329**, 1628 (2010). doi: 10.1126/science.1191688.
- [326] S. Loth, M. Morgenstern und W. Wulfhenkel, Jenseits des Gleichgewichts Raster-tunnelmikroskopie mit Zeitauflösung, *Phys. uns. Zeit* **42**, 168–175 (2011). doi: 10.1002/piuz.201101271.
- [327] P. Maletinsky, S. Hong, et al., A robust scanning diamond sensor for nanoscale imaging with single nitrogen-vacancy centres, *Nat. Nanotech.* **7**, 320 (2012). doi: 10.1038/nnano.2012.50.
- [328] S.-B. Choe, Y. Acremann, et al., Vortex Core-Driven Magnetization Dynamics, *Science* **304**, 420–422 (2004). doi: 10.1126/science.1095068.

- [329] Y. Acremann, V. Chembrolu, et al., Software defined photon counting system for time resolved x-ray experiments, *Rev. Sci. Instrum.* **78**, 014702 (2007). doi: 10.1063/1.2428274.
- [330] C. M. Schneider, A. Krasnyuk, et al., Accessing fast magnetization dynamics by XPEEM: Status and perspectives, *J. Magn. Magn. Mater.* **304**, 6 (2006). doi: 10.1016/j.jmmm.2006.02.013.
- [331] P. Fischer und H. Ohldag, X-rays and magnetism, *Rep. Prog. Phys.* **78**, 094501 (2015). doi: 10.1088/0034-4885/78/9/094501.
- [332] S. Khan, Ultrashort Pulses from Synchrotron Radiation Sources, In: Synchrotron Light Sources and Free-Electron Lasers, Eds.: E. J. Jaeschke, S. Khan, et al., Springer, Cham, S. 51 (2016). doi: 10.1007/978-3-319-14394-1_5.
- [333] A. Krasnyuk. Entwicklung der zeitaufgelösten Photoemissions Elektronenmikroskopie für die Untersuchung der Magnetisierungsdynamik von mikrostrukturierten magnetischen Schichten. Dissertation, Johannes Gutenberg-Universität in Mainz, (2005). url: <https://d-nb.info/979908701/34>.
- [334] W. Wurth, Characterization of the Time Structure of Free-Electron Laser Radiation, In: Synchrotron Light Sources and Free-Electron Lasers, Eds.: E. J. Jaeschke, S. Khan, et al., Springer, Cham, S. 865 (2016). doi: 10.1007/978-3-319-14394-1_49.
- [335] S. Bohlens, B. Kruger, et al., Current controlled random-access memory based on magnetic vortex handedness, *Appl. Phys. Lett.* **93**, 142508–3 (2008). url: <http://link.aip.org/link/?APL/93/142508/1>.
- [336] A. Drews, B. Krüger, et al., Current- and field-driven magnetic antivortices for nonvolatile data storage, *Appl. Phys. L* **94**, 062504 (2009). doi: 10.1063/1.3072342.
- [337] M. Bolte, G. Meier, et al., Time-Resolved X-Ray Microscopy of Spin-Torque-Induced Magnetic Vortex Gyration, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 176601 (2008). url: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.100.176601>.
- [338] S. Kasai, P. Fischer, et al., Probing the Spin Polarization of Current by Soft X-Ray Imaging of Current-Induced Magnetic Vortex Dynamics, *Phys. Rev. Lett.* **101**,

- 237203 (2008). doi: 10.1103/PhysRevLett.101.237203.
- [339] H. Jung, K.-S. Lee, et al., Tunable negligible-loss energy transfer between dipolar-coupled magnetic disks by stimulated vortex gyration, *Sci. Rep.* **1**, 59 (2011). doi: 10.1038/srep00059.
- [340] B. Van Waeyenberge, A. Puzic, et al., Magnetic vortex core reversal by excitation with short bursts of an alternating field, *Nature* **444**, 461 (2006). doi: 10.1038/nature05240.
- [341] K. W. Chou, A. Puzic, et al., Direct observation of the vortex core magnetization and its dynamics, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 202505–3 (2007). doi: 10.1063/1.2738186.
- [342] M. Curcic, B. V. Waeyenberge, et al., Polarization Selective Magnetic Vortex Dynamics and Core Reversal in Rotating Magnetic Fields, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 19720 (2008). doi: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.197204>.
- [343] A. Vogel, T. Kamionka, et al., Coupled Vortex Oscillations in Spatially Separated Permalloy Squares, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 137201 (2011). doi: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.137201>.
- [344] M. Hanze, C. F. Adolff, et al., Two-body problem of core-region coupled magnetic vortex stacks, *Phys. Rev. B* **93**, 054411 (2016). doi: 10.1103/PhysRevB.93.054411.
- [345] K. Y. Gusliencko, X. F. Han, et al., Magnetic Vortex Core Dynamics in Cylindrical Ferromagnetic Dots, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 067205 (2006). doi: 10.1103/PhysRevLett.96.067205.
- [346] K. Kuepper, M. Buess, et al., Dynamic Vortex-Antivortex Interaction in a Single Cross-Tie Wall, *Phys. Rev. Lett.* **99**, 167202 (2007). doi: 10.1103/PhysRevLett.99.167202.
- [347] J. Miguel, J. Sanchez-Barriga, et al., Time-resolved magnetization dynamics of cross-tie domain walls in permalloy microstructures, *J. Phys.: Condens. Matter* **21**, 496001 (2009). doi: [doi:10.1088/0953-8984/21/49/496001](https://doi.org/10.1088/0953-8984/21/49/496001).

- [348] D. J. Keavney, X. M. Cheng und K. S. Buchanan, Polarity reversal of a magnetic vortex core by a unipolar, nonresonant in-plane pulsed magnetic field, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 172506–3 (2009). url: <http://link.aip.org/link/?APL/94/172506/1>.
- [349] L. Heyne, J. Rhensius, et al., Direct Determination of Large Spin-Torque Nonadiabaticity in Vortex Core Dynamics, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 187203 (2010). doi: 10.1103/PhysRevLett.105.187203.
- [350] L. Heyne, M. Kläui, et al., In situ contacting and current-injection into samples in photoemission electron microscopes, *Rev. Sci. Instrum.* **81**, 113707 (2010). doi: 10.1063/1.3495967.
- [351] L. Heyne und M. Kläui, Analytical description for current-induced vortex core displacement, *J. Appl. Phys.* **109**, 07C908–2 (2011). url: <http://link.aip.org/link/?JAP/109/07C908/1>.
- [352] A. Yamaguchi, H. Hata, et al., Real-space observation of magnetic vortex core gyration in a magnetic disc both with and without a pair tag, *Jpn. J. Appl. Phys.* **55**, 023002 (2016). doi: 10.7567/JJAP.55.023002.
- [353] R. Wiesendanger, Spin mapping at the nanoscale and atomic scale, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 1495–1550 (2009). doi: 10.1103/revmodphys.81.1495.
- [354] W. Wulfhekel, U. Schlickum und J. Kirschner, Spin-Polarized Scanning Tunneling Microscopy, In: Scanning Probe Microscopy, Eds.: S. Kalinin und A. Gruverman, Springer, New York, NY, S. 372 (2007). doi: 10.1007/978-0-387-28668-6_13.
- [355] R. Wiesendanger, H.-J. Güntherodt, et al., Observation of vacuum tunneling of spin-polarized electrons with the scanning tunneling microscope, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 247 (1990). doi: 10.1103/PhysRevLett.65.247.
- [356] R. Wiesendanger, Spin-Polarized Scanning Tunneling Microscopy, In: Scanning Probe Microscopy. NanoScience and Technology, Ed.: R. Wiesendanger, Springer, S. 71 (1998). doi: 10.1007/978-3-662-03606-8_4.
- [357] U. Kaiser, A. Schwarz und R. Wiesendanger, Magnetic exchange force microscopy with atomic resolution, *Nature* **446**, 522 (2007). doi: 10.1038/nature05617.

- [358] J. Grenz, A. Köhler, et al., Probing the Nano-Skyrmion Lattice on Fe/Ir(111) with Magnetic Exchange Force Microscopy, *Phys. Rev. Lett.* **119**, 047205 (2017). doi: 10.1103/PhysRevLett.119.047205.
- [359] O. Kazakova, R. Puttock, et al., Frontiers of magnetic force microscopy, *J. Appl. Phys.* **125**, 060901 (2019). doi: 10.1063/1.5050712.
- [360] H. J. Hug, B. Stiefel, et al., Quantitative magnetic force microscopy on perpendicularly magnetized samples, *J. Appl. Phys.* **83**, 5609 (1998). doi: 10.1063/1.367412.
- [361] P. J. A. van Schendel, H. J. Hug, et al., A method for the calibration of magnetic force microscopy tips, *J. Appl. Phys.* **88**, 435 (2000). doi: 10.1063/1.373678.
- [362] U. Hartmann, T. Göddenhenrich und C. Heiden, Magnetic force microscopy: Current status and future trends, *J. Magn. Magn. Mater.* **101**, 263 (1991). doi: 10.1016/0304-8853(91)90750-5.
- [363] J.-P. Tetienne, T. Hingant, et al., Nanoscale imaging and control of domain-wall hopping with a nitrogen-vacancy center microscope, *Science* **344**, 1366 (2014). doi: 10.1126/science.1250113.
- [364] Y. Dovzhenko, F. Casola, et al., Magnetostatic twists in room-temperature skyrmions explored by nitrogen-vacancy center spin texture reconstruction, *Nat. Commun.* **9**, 2712 (2018). doi: 10.1038/s41467-018-05158-9.
- [365] H. F. Ding, W. Wulfhekel und J. Kirschner, Ultra sharp domain walls in the closure domain pattern of Co(0001), *Europhys. Lett.* **57**, 100 (2002). url: <http://stacks.iop.org/0295-5075/57/i=1/a=100>.
- [366] A. Finco, M. Perini, et al., Magnetic domain walls in strain-patterned ultrathin films, *Phys. Rev. B* **98**, 174435 (2018). doi: 10.1103/PhysRevB.98.174435.
- [367] J. N. Chapman und M. R. Scheinfein, Transmission electron microscopies of magnetic microstructures, *J. Magn. Magn. Mater.* **200**, 729 (1999). doi: 10.1016/S0304-8853(99)00317-0.

- [368] A. Krasnyuk, A. Oelsner, et al., Time-resolved photoemission electron microscopy of magnetic field and magnetisation changes, *Appl. Phys. A.* **76**, 863 (2003). doi: 10.1007/s00339-002-1965-8.
- [369] D. Neeb, A. Krasnyuk, et al., Sub-nanosecond resolution x-ray magnetic circular dichroism photoemission electron microscopy of magnetization processes in a permalloy ring, *J. Phys. Cond. Matter* **17**, S1381 (2005). doi: 10.1088/0953-8984/17/16/009.
- [370] G. Steierl, G. Liu, et al., Surface domain imaging in external magnetic fields, *Rev. Sci. Instrum.* **73**, 4264 (2002). doi: 10.1063/1.1520729.
- [371] F. Kloodt. Zeitaufgelöstes SEMPA und seine Anwendungen auf gekoppelte Vortizes. Masterarbeit, Universität Hamburg, (2016).
- [372] D. Schönke, A. Oelsner, et al., Development of a scanning electron microscopy with polarization analysis system for magnetic imaging with ns time resolution and phase-sensitive detection, *Rev. Sci. Instrum.* **89**, 083703 (2018). doi: 10.1063/1.5037528.
- [373] G. Chen, A. T. N. S. P. Kang, et al., Unlocking Bloch-type chirality in ultrathin magnets through uniaxial strain, *Nat. Commun.* **6**, 6598 (2015). doi: 10.1038/ncomms7598.
- [374] S.-G. Je, D.-H. Kim, et al., Asymmetric magnetic domain-wall motion by the Dzyaloshinskii-Moriya interaction, *Phys Rev. B* **88**, 214401 (2013). doi: 10.1103/PhysRevB.88.214401.
- [375] R. Lavrijsen, D. M. F. Hartmann, et al., Asymmetric magnetic bubble expansion under in-plane field in Pt/Co/Pt: Effect of interface engineering, *Phys. Rev. B* **91**, 104414 (2015). doi: 10.1103/PhysRevB.91.104414.
- [376] P. M. Shepley, H. Tunnicliffe, et al., Magnetic properties, domain-wall creep motion, and the Dzyaloshinskii-Moriya interaction in Pt/Co/Ir thin films, *Phys. Rev. B* **97**, 134417 (2018). doi: 10.1103/PhysRevB.97.134417.
- [377] D. de Souza Chaves, F. Ajejas, et al., Oxidation dependence of the Dzyaloshinskii-Moriya interaction in Pt/Co/MOx trilayers (M=Al or Gd), *Phys. Rev. B* **99**, 144404

- (2019). doi: 10.1103/PhysRevB.99.144404.
- [378] L. Udvardi und L. Szunyogh, Chiral Asymmetry of the Spin-Wave Spectra in Ultrathin Magnetic Films, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 207204 (2009). doi: 10.1103/PhysRevLett.102.207204.
- [379] K. Zakeri, Y. Zhang, et al., Asymmetric Spin-Wave Dispersion on Fe(110): Direct Evidence of the Dzyaloshinskii-Moriya Interaction, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 137203 (2010). doi: 10.1103/PhysRevLett.104.137203.
- [380] J.-H. Moon, S.-M. Seo, et al., Spin-wave propagation in the presence of interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction, *Phys. Rev. B* **88**, 184404 (2013). doi: 10.1103/PhysRevB.88.184404.
- [381] D. Cortés-Ortuño und P. Landeros, Influence of the Dzyaloshinskii–Moriya interaction on the spin-wave spectra of thin films, *J. Phys. Condens. Matter* **25**, 156001 (2013). doi: 10.1088/0953-8984/25/15/156001.
- [382] K. Di, V. L. Zhang, et al., Direct Observation of the Dzyaloshinskii-Moriya Interaction in a Pt/Co/Ni Film, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 047201 (2015). doi: 10.1103/PhysRevLett.114.047201.
- [383] J. Cho, N.-H. Kim, et al., The sign of the interfacial Dzyaloshinskii–Moriya interaction in ultrathin amorphous and polycrystalline magnetic films, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **50**, 425004 (2017). doi: 10.1088/1361-6463/aa89d4.
- [384] S. Tacchi, R. E. Troncoso, et al., Interfacial Dzyaloshinskii-Moriya Interaction in Pt/CoFeB Films: Effect of the Heavy-Metal Thickness, *Phys. Rev. Lett.* **118**, 147201 (2017). doi: 10.1103/PhysRevLett.118.147201.
- [385] V. Vlaminck und M. Bailleul, Current-Induced Spin-Wave Doppler Shift, *Science* **322**, 410 (2008). doi: 10.1126/science.1162843.
- [386] V. Vlaminck und M. Bailleul, Spin-wave transduction at the submicrometer scale: Experiment and modeling, *Phys. Rev. B* **81**, 014425 (2010). doi: 10.1103/PhysRevB.81.014425.

- [387] S. Seki, Y. Okamura, et al., Magneto-chiral nonreciprocity of volume spin wave propagation in chiral-lattice ferromagnets, *Phys. Rev. B* **93**, 235131 (2016). doi: 10.1103/PhysRevB.93.235131.
- [388] T. N. G. Meier, M. Kronseder und C. H. Back, Domain-width model for perpendicularly magnetized systems with Dzyaloshinskii-Moriya interaction, *Phys. Rev. B* **96**, 144408 (2017). doi: 10.1103/PhysRevB.96.144408.
- [389] A. Soumyanarayanan, M. Raju, et al., Tunable room-temperature magnetic skyrmions in Ir/Fe/Co/Pt multilayers, *Nat. Mater.* (2017). doi: 10.1038/nmat4934.
- [390] W. Legrand, J.-Y. Chauleau, et al., Hybrid chiral domain walls and skyrmions in magnetic multilayers, *Sci. Adv.* **4**, eaat0415 (2018). doi: 10.1126/sciadv.aat0415.
- [391] P. Agrawal, F. Büttner, et al., Measurement of interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction from static domain imaging, *Phys. Rev. B* **100**, 104430 (2019). doi: 10.1103/PhysRevB.100.104430.
- [392] Z. Málek und V. Kamberský, On the theory of the domain structure of thin films of magnetically uni-axial materials, *Czech. J. Phys.* **8**, 416 (1958). doi: 10.1007/BF01612066.
- [393] J. A. Cape und G. W. Lehman, Magnetic Domain Structures in Thin Uniaxial Plates with Perpendicular Easy Axis, *J. Appl. Phys.* **42**, 5732 (1971). doi: 10.1063/1.1660007.
- [394] M.-H. Yang und M. W. Muller, Stripe domains in arbitrarily oriented fields, *J. Appl. Phys.* **45**, 4130 (1974). doi: 10.1063/1.1663928.
- [395] H. J. G. Draaisma und W. J. M. de Jonge, Magnetization curves of Pd/Co multilayers with perpendicular anisotropy, *J. Appl. Phys.* **62**, 3318 (1987). doi: 10.1063/1.339345.
- [396] B. Kaplan und G. A. Gehring, The domain structure in ultrathin magnetic films, *J. Magn. Magn. Mater.* **128**, 111 (1993). doi: 10.1016/0304-8853(93)90863-W.

- [397] J.-Y. Chauleau, W. Legrand, et al., Chirality in Magnetic Multilayers Probed by the Symmetry and the Amplitude of Dichroism in X-Ray Resonant Magnetic Scattering, *Phys. Rev. Lett.* **120**, 037202 (2018). doi: 10.1103/PhysRevLett.120.037202.
- [398] B. Zimmermann, W. Legrand, et al., Dzyaloshinskii-Moriya interaction at disordered interfaces from ab initio theory: Robustness against intermixing and tunability through dusting, *Appl. Phys. Lett.* **113**, 232403 (2018). doi: 10.1063/1.5049876.
- [399] S. Hashimoto, Y. Ochiai und K. Aso, Perpendicular magnetic anisotropy and magnetostriction of sputtered Co/Pd and Co/Pt multilayered films, *J. Appl. Phys.* **66**, 4909 (1989). doi: 10.1063/1.343760.
- [400] A. Zarefy, L. Lechevallier, et al., Influence of Co layer thickness on the structural and magnetic properties of $(\text{Pt}/\text{Co}_{t\text{Co}})_3/\text{Pt}_{t\text{Pt}}/\text{IrMn}$ multilayers, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43**, 215004 (2010). doi: 10.1088/0022-3727/43/21/215004.
- [401] G. Winkler, A. Kobs, et al., On the variation of magnetic anisotropy in Co/Pt(111) on silicon oxide, *J. Appl. Phys.* **117**, 105306 (2015). doi: 10.1063/1.4914039.
- [402] A. W. J. Wells, P. M. Shepley, et al., Effect of interfacial intermixing on the Dzyaloshinskii-Moriya interaction in Pt/Co/Pt, *Phys. Rev. B* **95**, 054428 (2017). doi: 10.1103/PhysRevB.95.054428.
- [403] A. Kobs, S. Heße, et al., Anisotropic Interface Magnetoresistance in Pt/Co/Pt Sandwiches, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 217207 (2011). doi: 10.1103/PhysRevLett.106.217207.
- [404] A. Neumann. Magnetisierungsverhalten einzelner ferromagnetischer Nanostrukturen. Dissertation, Universität Hamburg, (2014). url: <http://www.shaker.de/de/content/catalogue/index.asp?lang=de&ID=8&ISBN=978-3-8440-3499-8>.
- [405] D. Khadka, S. Karayev und S. X. Huang, Dzyaloshinskii–Moriya interaction in Pt/Co/Ir and Pt/Co/Ru multilayer films, *J. Appl. Phys.* **123**, 123905 (2018). doi: 10.1063/1.5021090.
- [406] L. Gan, R. D. Gomez, et al., Thin Al, Au, Cu, Ni, Fe, and Ta films as oxidation barriers for Co in air, *J. Appl. Phys.* **93**, 8731 (2003). doi: 10.1063/1.1543873.

- [407] N.-H. Kim, J. Cho, et al., Role of top and bottom interfaces of a Pt/Co/AlOx system in Dzyaloshinskii-Moriya interaction, interface perpendicular magnetic anisotropy, and magneto-optical Kerr effect, *AIP Adv.* **7**, 035213 (2017). doi: 10.1063/1.4978867.
- [408] L. M. Sandratskii, Insight into the Dzyaloshinskii-Moriya interaction through first-principles study of chiral magnetic structures, *Phys. Rev. B* **96**, 024450 (2017). doi: 10.1103/PhysRevB.96.024450.
- [409] V. Kashid, T. Schena, et al., Dzyaloshinskii-Moriya interaction and chiral magnetism in 3d-5d zigzag chains: Tight-binding model and ab initio calculations, *Phys. Rev. B* **90**, 054412 (2014). doi: 10.1103/PhysRevB.90.054412.
- [410] M. Heide, G. Bihlmayer und S. Blügel, Describing Dzyaloshinskii–Moriya spirals from first principles, *Physica B Condens. Matter* **404**, 2678 (2009). doi: 10.1016/j.physb.2009.06.070.
- [411] G. S. Plows und W. C. Nixon, Stroboscopic scanning electron microscopy, *J. Phys. E* **1**, 595 (1968). doi: 10.1088/0022-3735/1/6/302/meta.
- [412] N. C. MacDonald, G. Y. Robinson und R. M. White, Time-Resolved Scanning Electron Microscopy and Its Application to Bulk-Effect Oscillators, *J. Appl. Phys.* **40**, 4516 (1969). doi: 10.1063/1.1657226.
- [413] I. Ogo und N. C. MacDonald, Application of time-resolved scanning electron microscopy to the analysis of the motion of micromechanical structures, *J. Vac. Sci. Technol. B* **14**, 1630 (1996). doi: 10.1116/1.589202.
- [414] T. Ikuta und R. Shimizu, A simple technique for the stroboscopic observation of magnetic domain response using scanning electron microscopy, *J. Phys. E* **9**, 721 (1976). doi: 10.1088/0022-3735/9/9/002.
- [415] M. Azzolini, M. Angelucci, et al., Secondary electron emission and yield spectra of metals from Monte Carlo simulations and experiments, *J. Phys.: Condens. Matter* **31**, 055901 (2019). doi: 10.1088/1361-648X/aaf363.
- [416] M. S. Chung und T. E. Everhart, Simple calculation of energy distribution of low-energy secondary electrons emitted from metals under electron bombardment, *J.*

- Appl. Phys.* **45**, 707 (1974). doi: 10.1063/1.1663306.
- [417] J. Hölzl und F. K. Schulte, Work function of metals, In: Solid Surface Physics, Eds.: J. Hölzl, F. K. Schulte und H. Wagner, Springer, Berlin, Heidelberg, Bd. 85, S. 1 (1979). doi: 10.1007/BFb0048919.
- [418] D. C. Joy, M. S. Prasad und H. M. Meyer, Experimental secondary electron spectra under SEM conditions, *J. Microsc.* **215**, 77 (2004). doi: 10.1111/j.0022-2720.2004.01345.x.
- [419] Y. Sakai, T. Yamada und T. Suzuki, Contrast mechanisms in scanning ion microscope imaging for metals, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 611 (1998). doi: 10.1063/1.121872.
- [420] H. Kaden, Durchgriff von elektrischen und magnetischen Feldern durch Löcher, In: Wirbelströme und Schirmung in der Nachrichtentechnik, Springer, Berlin, Heidelberg, S. 221 (1959). doi: 10.1007/978-3-540-32570-3_8.
- [421] M. Yasuda, K. Tamura, et al., Simulation of spin-polarized secondary electrons, *J. Phys. D* **34**, 1955 (2001). doi: 10.1088/0022-3727/34/13/305.
- [422] T. Kohashi, M. Konoto und K. Koike, High-resolution spin-polarized scanning electron microscopy (spin SEM), *J. Electron Microsc.* **59**, 43 (2010). doi: 10.1093/jmicro/dfp047.
- [423] J. L. Wiza, Microchannel plate detectors, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res.* **162**, 587 (1979). doi: 10.1016/0029-554X(79)90734-1.
- [424] H. Hata, M. Goto, et al., Coupled oscillations of vortex cores confined in a ferromagnetic elliptical disk, *Phys. Rev. B* **90**, 104418 (2014). doi: 10.1103/PhysRevB.90.104418.
- [425] J. Shibata, K. Shigeto und Y. Otani, Dynamics of magnetostatically coupled vortices in magnetic nanodisks, *Phys. Rev. B* **67**, 224404 (2003). doi: 10.1103/PhysRevB.67.224404.
- [426] J. Shibata, Y. Nakatani, et al., Current-induced magnetic vortex motion by spin-transfer torque, *Phys. Rev. B* **73**, 020403–4 (2006). url: <http://link.aps.org/>

- abstract/PRB/v73/e020403.
- [427] O. V. Sukhostavets, J. M. Gonzalez und K. Y. Guslienko, Magnetic Vortex Excitation Frequencies and Eigenmodes in a Pair of Coupled Circular Dots, *Appl. Phys. Express* **4**, 065003– (2011). doi: 10.1143/APEX.4.065003.
- [428] S. Sugimoto, Y. Fukuma und Y. Otani, Manipulation of the Excitation State of the Coupled Vortices in a Pair of Magnetic Disks, *IEEE T MAGN* **47**, 2951 (2011). doi: 10.1109/TMAG.2011.2159367.
- [429] T. Horaguchi, T. Tanazawa und Y. Nozaki, Evaluating the nonadiabatic spin-transfer torque using coupled oscillation of magnetic vortices, *Phys. Rev. B* **98**, 064421 (2018). doi: 10.1103/PhysRevB.98.064421.
- [430] B. Krüger, M. Najafi, et al., Proposal of a Robust Measurement Scheme for the Nonadiabatic Spin Torque Using the Displacement of Magnetic Vortices, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 077201 (2010). url: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.104.077201>.
- [431] S. Pollard, L. Huang, et al., Direct dynamic imaging of non-adiabatic spin torque effects, *Nat. Commun.* **3**, 1028– (2012). doi: 10.1038/ncomms2025.
- [432] M. Matsumoto, K. Fukutani und T. Okano, Dynamical LEED analyses of the clean and the NO-adsorbed Ir(111) surface, *Surf. Sci.* **606**, 1489 (2012). doi: 10.1016/j.susc.2012.05.019.
- [433] Y. S. Touloukian und D. P. DeWitt, Thermal Radiative Properties - Metallic Elements and Alloys, Bd. 7. Springer (1970).
- [434] Goodfellow Ceramic & Glass, Borosilicate Glass - Properties of Borosilicate Glass (2019) <https://www.azom.com/article.aspx?ArticleID=4765> (Abgerufen 21.07.2020).
- [435] R. Rai, T. Li, et al., Growth and termination of a rutile IrO₂(100) layer on Ir(111), *Surf. Sci.* **652**, 213 (2016). doi: 10.1016/j.susc.2016.01.018.

- [436] H. Conrad, J. Küppers, et al., Oxidation of Ir(111) surfaces; a combined LEED/UPS study, *Surf. Sci.* **69**, 668 (1977). doi: 10.1016/0039-6028(77)90141-8.
- [437] V. Ivanov, G. Boreskov, et al., The chemisorption of oxygen on the iridium (111) surface, *Surf. Sci.* **61**, 207 (1976). doi: [https://doi.org/10.1016/0039-6028\(76\)90415-5](https://doi.org/10.1016/0039-6028(76)90415-5).
- [438] P. A. Zhdan, G. K. Boreskov, et al., An XPS investigation of the chemisorption of oxygen on the iridium (111) surface, *Surf. Sci.* **61**, 25 (1976). doi: 10.1016/0039-6028(76)90405-2.
- [439] T. S. Marinova und K. L. Kostov, Interaction of oxygen with a clean Ir(111) surface, *Surf. Sci.* **185**, 203 (1987). doi: 10.1016/S0039-6028(87)80622-2.
- [440] W.-H. Chung, D.-S. Tsai, et al., Surface oxides of Ir(111) prepared by gas-phase oxygen atoms, *Surf. Sci.* **606**, 1965 (2012). doi: <https://doi.org/10.1016/j.susc.2012.08.020>.
- [441] Y. B. He, A. Stierle, et al., Oxidation of Ir(111): From O-Ir-O Trilayer to Bulk Oxide Formation, *J. Phys. Chem. C* **112**, 11946 (2008). doi: 10.1021/jp803607y.
- [442] N. Wiberg, Lehrbuch der Anorganischen Chemie. Walter de Gruyter (2008). url: <https://www.degruyter.com/view/product/19732>.
- [443] M. Asadian, Thermodynamic Analysis of ZnO Crystal Growth from the Melt, *J. Crystall. Proc. Technol.* **3**, 75 (2013). doi: 10.4236/jcpt.2013.33012.
- [444] C. Busse. Nucleation and stacking-faults on the Iridium (111) surface. Dissertation, Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen, (2003). url: http://sylvester.bth.rwth-aachen.de/dissertationen/2003/220/03_220.pdf.
- [445] L. E. Davis, N. C. MacDonald, et al., Handbook of Auger Electron Spectroscopy: A Reference Book of Standard Data for Identification and Interpretation of Auger Electron Spectroscopy Data. Physical Electronics Division Perkin-Elmer Corporation (1976).
- [446] C.-M. Chan, S. L. Cunningham, et al., An analysis of the structure of the iridium (111) surface by low-energy electron diffraction, *Surf. Sci.* **66**, 394 (1977). doi:

- 10.1016/0039-6028(77)90027-9.
- [447] H. Stillrich, C. Menk, et al., Magnetic anisotropy and spin reorientation in Co/Pt multilayers: Influence of preparation, *J. Magn. Magn. Mater.* **322**, 1353 (2010). doi: 10.1016/j.jmmm.2009.09.039.
- [448] K. Oura, M. Katayama, et al., Surface Science. Springer, Berlin, Heidelberg (2003). doi: 10.1007/978-3-662-05179-5.
- [449] C. M. Schneider, J. J. de Miguel, et al., Ferromagnetism in epitaxial transition metal film, *J. Phys. Colloques* **49**, C8–1657 (1988). doi: 10.1051/jphyscol:19888756.
- [450] J.J. de Miguel, A. Cebollada, et al., Characterization of the growth processes and magnetic properties of thin ferromagnetic cobalt films on Cu(100), *Surf. Sci.* **211**, 732 (1989). doi: 10.1016/0039-6028(89)90835-2.
- [451] C. M. Schneider, P. Bressler, et al., Curie temperature of ultrathin films of fcc-cobalt epitaxially grown on atomically flat Cu(100) surfaces, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1059 (1990). doi: 10.1103/PhysRevLett.64.1059.
- [452] C. M. Schneider. Electronic structure and magnetic properties of ultrathin epitaxial films: fcc-cobalt on Cu(100). Dissertation, Freie Universität Berlin, (1990).
- [453] J. E. Bickel, F. Meier, et al., Magnetic properties of monolayer Co islands on Ir(111) probed by spin-resolved scanning tunneling microscopy, *Phys. Rev. B* **84**, 054454 (2011). doi: 10.1103/PhysRevB.84.054454.
- [454] R. Miranda, D. Chandesris und J. Lecante, Electronic structure of a cobalt monolayer on Cu(100), *Surf. Sci.* **130**, 269 (1983). doi: 10.1016/0039-6028(83)90361-8.
- [455] H. Lüth, Surfaces and Interfaces of Solids, Bd. 2. Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1993). doi: 10.1007/978-3-662-10159-9.
- [456] G. McGuire, Auger Electron Spectroscopy Reference Manual, *Springer US* **1** (1979). doi: 10.1007/978-1-4757-1702-0.
- [457] K. D. Childs, B. A. Carlson, et al., Handbook of Auger Electron Spectroscopy, Bd. 3. Physical Electronics Inc. (1995).

- [458] C. J. Powell und A. Jablonski, NIST Electron Effective-Absorption-Length Database, Version 1.3, SRD 82. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg (2011). doi: 10.18434/T4MK5P.
- [459] M. Krawczyk, L. Zommer, et al., Surface Composition of the CoPd Alloys Studied by Electron Spectroscopies, *Surf. Interface Anal.* **25**, 356 (1997). doi: 10.1002/(SICI)1096-9918(199705)25:5<356::AID-SIA244>3.0.CO;2-W.
- [460] J. Drnec, S. Vlais, et al., Surface alloying upon Co intercalation between graphene and Ir(1 1 1), *Carbon* **94**, 554 (2015). doi: 10.1016/j.carbon.2015.07.039.
- [461] F. Jona, J. A. Strozier, et al., Intensities of Low-Energy-Electron-Diffraction Beams from Be(0001), *Phys. Rev. B* **6**, 407 (1972). doi: 10.1103/PhysRevB.6.407.
- [462] N. W. E. McGee, M. T. Johnson, et al., Localized Kerr study of the magnetic properties of an ultrathin epitaxial Co wedge grown on Pt(111), *Journal of Applied Physics* **73**, 3418 (1993). doi: 10.1063/1.352943.
- [463] J. Thiele, N. T. Barrett, et al., An experimental study of the growth of Co/Pt(111) by core level photoemission spectroscopy, lowenergy electron diffraction and Auger electron spectroscopy, *J. Phys.: Condens. Matter* **6**, 5025 (1994). doi: 10.1088/0953-8984/6/27/012.
- [464] P. Grütter und U. T. Dürig, Growth of vapor-deposited cobalt films on Pt(111) studied by scanning tunneling microscopy, *Phys. Rev. B* **49**, 2021 (1994). doi: 10.1103/PhysRevB.49.2021.
- [465] J. Thiele, R. Belkhou, et al., EXAFS study of the crystallographic structure of cobalt thin films on Pt(111), *Surf. Sci.* **384**, 120 (1997). doi: 10.1016/S0039-6028(97)00180-5.
- [466] S. Ferrer, J. Alvarez, et al., Surface x-ray diffraction from Co/Pt(111) ultrathin films and alloys: Structure and magnetism, *Phys. Rev. B* **56**, 9848 (1997). doi: 10.1103/PhysRevB.56.9848.
- [467] M. C. Saint-Lager, R. Baudoing-Savois, et al., Thickness effect on alloying of ultrathin Co films on Pt(111): a real time and in situ UHV study with synchrotron

- X-ray diffraction, *Surf. Sci.* **418**, 485 (1998). doi: 10.1016/S0039-6028(98)00613-X.
- [468] J. Tsay und C. Shern, Structure evolution for annealing Co ultrathin films on Pt(111), *Surf. Sci.* **396**, 313 (1998). doi: 10.1016/S0039-6028(97)00686-9.
- [469] J. S. Tsay und C. S. Shern, Rotated incommensurate domains of Co ultrathin films on Pt(111), *Surf. Sci.* **396**, 319 (1998). doi: 10.1016/S0039-6028(97)00691-2.
- [470] M. Henzler, Comment on ‘Rotated incommensurate domains of Co ultrathinfilms on Pt (111)’ by J.S. Tsay and C.S. Shern, *Surf. Sci.* **419**, 321 (1999). doi: 10.1016/S0039-6028(98)00787-0.
- [471] E. Lundgren, B. Stanka, et al., Thin films of Co on Pt(111): Strain relaxation and growth, *Phys. Rev. B* **62**, 2843 (2000). doi: 10.1103/PhysRevB.62.2843.
- [472] E. Lundgren, G. Leonardelli, et al., A misfit structure in the Co/Pt(111) system studied by scanning tunnelling microscopy and embedded atom method calculations, *Surf. Sci.* **498**, 257 (2002). doi: 10.1016/S0039-6028(01)01754-X.
- [473] A. Atrei, M. Galeotti, et al., Structure of a Single-Atomic Layer of Cobalt on the Pt(111) Surface: A Study by Quantitative Low-Energy Electron Diffraction, *Surf. Rev. Lett.* **2**, 279 (1995). doi: 10.1142/S0218625X95000297.
- [474] P. Varga, E. Lundgren, et al., Ultrathin Films of Co on Pt(111): an STM View, *Phys. Stat. Sol.* **187**, 97 (2001). doi: 10.1002/1521-396X(200109)187:1<97::AID-PSSA97>3.0.CO;2-A.
- [475] J. Lahtinen, J. Vaari, et al., LEED investigations on Co(0001): the clean surface and the (2×2) -K overlayer, *Surf. Sci.* **425**, 90 (1999). doi: 10.1016/S0039-6028(99)00188-0.
- [476] C. Abert, A. Drews, et al. Micromagnum v0.2. (2016). url: <http://micromagnum.informatik.uni-hamburg.de/>.
- [477] B. Boehm, A. Bisig, et al., Achiral tilted domain walls in perpendicularly magnetized nanowires, *Phys. Rev. B* **95**, 180406(R) (2017). doi: 10.1103/PhysRevB.95.180406.

- [478] M. D. DeJong und K. L. Livesey, Domain walls in finite-width nanowires with interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction, *Phys. Rev. B* **95**, 054424 (2017). doi: 10.1103/PhysRevB.95.054424.
- [479] G. Shirane, V. J. Minkiewicz und R. Nathans, Spin Waves in 3d Metals, *J. Appl. Phys.* **39**, 383 (1968). doi: 10.1063/1.2163453.
- [480] F. Meier, K. von Bergmann, et al., Spin-dependent electronic and magnetic properties of Co nanostructures on Pt(111) studied by spin-resolved scanning tunneling spectroscopy, *Phys. Rev. B* **74**, 195411 (2006). doi: 10.1103/PhysRevB.74.195411.
- [481] F. Büttner, B. Krüger, et al., Accurate calculation of the transverse anisotropy of a magnetic domain wall in perpendicularly magnetized multilayers, *Phys. Rev. B* **92**, 054408 (2015). doi: 10.1103/PhysRevB.92.054408.
- [482] S. A. Montoya, S. Couture, et al., Tailoring magnetic energies to form dipole skyrmions and skyrmion lattices, *Phys. Rev. B* **95**, 024415 (2017). doi: 10.1103/PhysRevB.95.024415.
- [483] I. Lemesch und G. S. D. Beach, Twisted domain walls and skyrmions in perpendicularly magnetized multilayers, *Phys. Rev. B* **98**, 104402 (2018). doi: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.98.104402>.
- [484] W. Legrand, N. Ronceray, et al., Modeling the Shape of Axisymmetric Skyrmions in Magnetic Multilayers, *Phys. Rev. Applied* **10**, 064042 (2018). doi: 10.1103/PhysRevApplied.10.064042.
- [485] H. Träuble, O. Boster, et al., Ferromagnetische Eigenschaften hexagonaler Kobalt-Einkristalle, *Phys. Stat. Sol. B* **10**, 283 (1965). doi: 10.1002/pssb.19650100127.
- [486] D. Stickler, R. Frömter, et al., Domain size in systems with canted magnetization, *Phys. Rev. B* **84**, 104412 (2011). doi: 10.1103/PhysRevB.84.104412.
- [487] C. Chappert und P. Bruno, Magnetic anisotropy in metallic ultrathin films and related experiments on cobalt films (invited), *J. Appl. Phys.* **64**, 5736 (1988). doi: 10.1063/1.342243.

- [488] A. D. Vu, J. Coraux, et al., Unconventional magnetisation texture in graphene/cobalt hybrids, *Sci. Rep.* **6**, 24783 (2016). doi: 10.1038/srep24783.
- [489] N. Rougemaille, A. T. N'Diaye, et al., Perpendicular magnetic anisotropy of cobalt films intercalated under graphene, *Appl. Phys. Lett.* **101**, 142403 (2012). doi: 10.1063/1.4749818.
- [490] A. B. Kashuba und V. L. Pokrovsky, Stripe domain structures in a thin ferromagnetic film, *Phys. Rev. B* **48**, 10335 (1993). doi: 10.1103/PhysRevB.48.10335.
- [491] F. Büttner, I. Limesh und G. S. D. Beach, Theory of isolated magnetic skyrmions: From fundamentals to room temperature applications, *Sci. Rep.* **8**, 4464 (2018). doi: 10.1038/s41598-018-22242-8.
- [492] A. Bernand-Mantel, L. Camosi, et al., The skyrmion-bubble transition in a ferromagnetic thin film, *SciPost Phys.* **4**, 027 (2018). doi: 10.21468/SciPostPhys.4.5.027.
- [493] P. Kurz, F. Förster, et al., Ab initio treatment of noncollinear magnets with the full-potential linearized augmented plane wave method, *Phys. Rev. B.* **69**, 024415 (2004). doi: 10.1103/PhysRevB.69.024415.
- [494] M. J. Meijer, J. Lucassen, et al., Magnetic chirality controlled by the interlayer exchange interaction, *Phys. Rev. Lett.* **124**, 207203 (2020). doi: 10.1103/PhysRevLett.124.207203.
- [495] L. Rózsa, U. Atxitia und U. Nowak, Temperature scaling of the Dzyaloshinsky-Moriya interaction in the spin wave spectrum, *Phys. Rev. B* **96**, 094436 (2017). doi: 10.1103/PhysRevB.96.094436.
- [496] H. Jia, B. Zimmermann und S. Blügel, First-principles investigation of chiral magnetic properties in multilayers: Rh/Co/Pt and Pd/Co/Pt, *Phys. Rev. B* **98**, 144427 (2018). doi: 10.1103/PhysRevB.98.144427.
- [497] J.-P. Hanke, F. Freimuth, et al., Higher-dimensional Wannier Interpolation for the Modern Theory of the Dzyaloshinskii–Moriya Interaction: Application to Co-based Trilayers, *J. Phys. Soc. Jpn.* **87**, 041010 (2018). doi: 10.7566/JPSJ.87.041010.

- [498] J. Korringa, On the calculation of the energy of a Bloch wave in a metal, *Physica* **13**, 392 (1947). doi: 10.1016/0031-8914(47)90013-X.
- [499] W. Kohn und N. Rostoker, Solution of the Schrödinger Equation in Periodic Lattices with an Application to Metallic Lithium, *Phys. Rev.* **94**, 1111 (1954). doi: 10.1103/PhysRev.94.1111.
- [500] L. Szunyogh, B. Újfalussy, et al., Self-consistent localized KKR scheme for surfaces and interfaces, *Phys. Rev. B* **49**, 2721 (1994). doi: 10.1103/PhysRevB.49.2721.
- [501] R. Zeller, P. H. Dederichs, et al., Theory and convergence properties of the screened Korringa-Kohn-Rostoker method, *Phys. Rev. B* **52**, 8807 (1995). doi: 10.1103/PhysRevB.52.8807.
- [502] A. I. Liechtenstein, M. Katsnelson, et al., Local spin density functional approach to the theory of exchange interactions in ferromagnetic metals and alloys, *J. Magn. Magn. Mater.* **67**, 65 (1987). doi: 10.1016/0304-8853(87)90721-9.
- [503] L. Udvardi, L. Szunyogh, et al., First-principles relativistic study of spin waves in thin magnetic films, *Phys Rev. B* **68**, 104436 (2003). doi: 10.1103/PhysRevB.68.104436.
- [504] H. Ebert und S. Mankovsky, Anisotropic exchange coupling in diluted magnetic semiconductors: Ab initio spin-density functional theory, *Phys. Rev. B* **79**, 045209 (2009). doi: 10.1103/PhysRevB.79.045209.

Veröffentlichungen

Teile der vorgestellten Resultate sind bereits in Artikeln veröffentlicht worden. Des Weiteren konnte im Rahmen der vorliegenden Arbeit zu mehreren Konferenzen beigetragen werden.

Publikationsverzeichnis

- M. J. Meijer, J. Lucassen, O. Kurnosikov, H. J. M. Swagten, B. Koopmans, R. Lavrijsen, F. Kloodt-Twesten, R. Frömter und R. A. Duine
Magnetic Chirality Controlled by the Interlayer Exchange Interaction
Phys. Rev. Lett. **124**, 207203 (2020).
- J. Lucassen, M. J. Meijer, O. Kurnosikov, H. J. M. Swagten, B. Koopmans, R. Lavrijsen, F. Kloodt-Twesten, R. Frömter und R. A. Duine
Tuning magnetic chirality by dipolar interactions
Phys. Rev. Lett. **123**, 157201 (2019).
- F. Kloodt-Twesten, S. Kuhrau, H. P. Oepen und R. Frömter
Measuring the Dzyaloshinskii-Moriya interaction of the epitaxial Co/Ir(111) interface
Phys. Rev. B **100**, 100402(R) (2019).
- R. Frömter, E.C. Corredor, S. Hankemeier, F. Kloodt-Twesten, S. Kuhrau, F. Lofink, S. Rößler und H.P. Oepen
Imaging the Interaction of Electrical Currents with Magnetization Distributions in „Atomic- and Nanoscale Magnetism“ Ed. R. Wiesendanger, 343-358, Springer, Cham, (2018).

- S. Kuhrau, F. Kloodt-Twesten, C. Heyn, H. P. Oepen und R. Frömter
Cap-layer-dependent oxidation of ultrathin cobalt films and its effect on the magnetic contrast in scanning electron microscopy with polarization analysis
Appl. Phys. Lett. **113**, 172403 (2018).
- F. Kloodt-Twesten, S. Kuhrau, P. Staeck, D. R. Cavicchia, F. Lofink, H. P. Oepen und R. Frömter
Coupling between vortices and antivortices in a cross-tie wall studied by time-resolved SEMPA
Phys. Rev. B **97**, 024426 (2018).
- J. Lucassen, F. Kloodt-Twesten, R. Frömter, H. P. Oepen and R. A. Duine and H. J. M. Swagten and B. Koopmans und R. Lavrijsen
Scanning electron microscopy with polarization analysis for multilayered chiral spin textures
Appl. Phys. Lett. **111**, 132403 (2017).
- E. C. Corredor, S. Kuhrau, F. Kloodt-Twesten, R. Frömter und H. P. Oepen
SEMPA investigation of the Dzyaloshinskii-Moriya interaction in the single, ideally grown Co/Pt(111) interface
Phys. Rev. B **96**, 060410(R) (2017).
- R. Frömter, F. Kloodt, S. Rößler, A. Frauen, P. Staeck, D. R. Cavicchia, L. Bocklage, V. Röbisch, E. Quandt und H. P. Oepen
Time-resolved scanning electron microscopy with polarization analysis
Appl. Phys. Lett. **108**, 142401 (2016).

Konferenzbeiträge

- F. Kloodt-Twesten, S. Kuhrau, H. P. Oepen and R. Frömter. Measuring the Dzyaloshinskii-Moriya interaction of the epitaxial Co/Ir(111) interface, 10th International Symposium on Metallic Multilayers, Madrid, Spain (2019).
- S. Kuhrau, F. Kloodt-Twesten, J. Wagner, R. Frömter and H. P. Oepen. Scanning electron microscopy with polarization analysis on ex-situ sputter-deposited ultrathin Ir\Co\Pt films, 9th Joint European Magnetic Symposia (JEMS) Conference (2018).
- R. Frömter, E. C. Corredor, S. Kuhrau, F. Kloodt-Twesten and H. P. Oepen. SEM-PA investigation of the Dzyaloshinskii-Moriya interaction in the single, ideally grown Co/Pt(111) interface, 9th Joint European Magnetic Symposia (JEMS) Conference (2018).
- F. Kloodt-Twesten, S. Kuhrau, R. Frömter and H. P. Oepen. Lateral and Temporal High-resolution Scanning Electron Microscopy with Polarization Analysis, The 5th International Conference of Asian Union of Magnetism Societies (IcAUMS), Jeju, Korea (2018).
- F. Kloodt-Twesten, S. Kuhrau, P. Staack, H. P. Oepen and R. Frömter. Coupling between vortices and antivortices in a cross-tie wall studied by time-resolved SEM-PA, DPG-Frühjahrstagung, Berlin, Deutschland (2018).
- S. Kuhrau, F. Kloodt-Twesten, J. Wagner, R. Frömter and H. P. Oepen. Scanning electron microscopy with polarization analysis on ex-situ sputter-deposited ultrathin Ir\Co\Pt films, DPG-Frühjahrstagung, Berlin, Deutschland (2018).
- S. Kuhrau, E. C. Corredor, F. Kloodt-Twesten, R. Frömter and H. P. Oepen, SEM-PA investigation of the Dzyaloshinskii-Moriya interaction in the single, ideally grown Co/Pt(111) interface, DPG-Frühjahrstagung, Berlin, Deutschland (2018).
- J. Lucassen, F. Kloodt-Twesten, R. Frömter, H. P. Oepen, R. Duine, H. Swagten, B. Koopmans and R. Lavrijsen. Scanning electron microscopy with polarization analysis for multilayered chiral spin textures, 62th Conference on Magnetism and Magnetic Materials, Pittsburgh, U.S.A. (2017).

- F. Kloodt, R. Frömter, P. Staeck, S. Kuhrau, and H. P. Oepen. Coupled Vortex-Antivortex Oscillation Studied by Time-Resolved Scanning Electron Microscopy with Polarization Analysis, Intermag Conference, Dublin, Ireland (2017).
- F. Kloodt, R. Frömter, P. Staeck, S. Kuhrau, and H. P. Oepen. Dynamics of coupled topological Solitons, DPG-Frühjahrstagung, Dresden, Deutschland (2017).
- F. Kloodt, R. Frömter, P. Staeck, S. Kuhrau, and H. P. Oepen. Coupled vortex-antivortex oscillation studied by Time-resolved Scanning Electron Microscopy with Polarization Analysis, DPG-Frühjahrstagung, Dresden, Deutschland (2017).
- E. C. Vega, S. Kuhrau, F. Kloodt, R. Frömter, and H. P. Oepen. Anticlockwise Néel domain walls in ultrathin Cobalt films on Pt(111), DPG-Frühjahrstagung, Dresden, Deutschland (2017).
- F. Kloodt, R. Frömter, P. Staeck, A. Frauen, S. Kuhrau, and H. P. Oepen. Time-resolved scanning electron microscopy with polarization analysis, DPG-Frühjahrstagung, Dresden, Deutschland (2017).
- F. Kloodt, R. Frömter, S. Kuhrau, P. Staeck und H. P. Oepen. Coupled vortex gyration in the diamond state studied by time-resolved scanning electron microscopy with polarization analysis. 61th Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials, New Orleans, U.S.A. (2016).
- F. Kloodt, R. Frömter, S. Kuhrau, P. Staeck und H. P. Oepen. Coupled vortex gyration in the diamond state studied by time-resolved scanning electron microscopy with polarization analysis. 9th International Symposium on Metallic Multilayers, Uppsala, Schweden (2016).
- F. Kloodt, R. Frömter, S. Kuhrau, P. Staeck und H. P. Oepen. Incorporating Nanosecond Time Resolution into Scanning Electron Microscopy with Polarization Analysis, DPG-Frühjahrstagung, Regensburg, Deutschland (2016).
- R. Frömter, S. Rößler, F. Kloodt, D. R. Cavicchia, L. Bocklage und H. P. Oepen. Incorporating Nanosecond Time Resolution into Scanning Electron Microscopy with

Polarization Analysis, 22nd International Colloquium on Magnetic Films and Surfaces, Krakau, Polen (2015).

- R. Frömter, S. Rößler, F. Kloodt, D. R. Cavicchia, L. Bocklage und H. P. Oepen. Incorporating Nanosecond Time Resolution into Scanning Electron Microscopy with Polarization Analysis, 59th Conference on Magnetism and Magnetic Materials, Honolulu, U.S.A. (2014).

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit erkläre ich an Eides statt, dass ich die vorliegende Dissertationsschrift selbst verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe. 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 eingereicht.

Hamburg, den 23. Juli 2020

Fabian Kloodt-Twesten

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich all denen danken, die mich im Rahmen dieser Arbeit begleitet haben. Insbesondere danke ich

- Prof. Dr. Hans Peter Oepen und Dr. Robert Frömter für eine sehr gute Betreuung während der Anfertigung dieser Arbeit. Ich danke für tiefgründige Einblicke in die Grundlagen des Mikromagnetismus, in die Oberflächenphysik sowie verschiedene technische Angelegenheiten und insbesondere in die SEMPA-Technik.
- PD Dr. Allenspach dafür, dass er sich bereit erklärt hat, die Zweitkorrektur dieser Arbeit zu übernehmen.
- Dr. Susanne Kuhrau für eine konstruktive Zusammenarbeit in beiden SEMPA-Laboren, die letztlich zu mehreren gemeinsamen Veröffentlichungen geführt hat. Ich konnte häufig von ihrer Hilfsbereitschaft und Verlässlichkeit profitieren. Erwähnt seien ein ausführlicher Zeitplan zur Einreichung der Dissertation, die Weiterführung des Physnet-Zugangs nach der Dissertation, die Aufnahme geeigneter EDX-Spektren, Hilfestellung bezüglich Origin und Inkscape sowie die Versorgung mit aktuellen Informationen während meiner Elternzeit. Besonders geschätzt habe ich das freundschaftliche Arbeitsumfeld und ihre Unterstützung bei allen Aufgaben, die am SEMPA anfielen.
- Dr. Edna Corredor Vega für eine professionelle Zusammenarbeit am SEMPA und eine Einführung in die Oberflächenphysik.
- Dr. Juriaan Lucassen für eine produktive Kollaboration, aus der mehrere Veröffentlichungen hervorgegangen sind. Mein Dank gilt auch Dr. Reinoud Lavrijsen, Prof. Dr. Henk J.M. Swagten und Prof. Dr. Bert Koopmans.
- Demetrio R. Cavicchia für seine Unterstützung im TR-SEMPA-Projekt und viele spannende Gespräche.

-
- Dr. Stefan Rößler und Dr. Fabian Lofink für die Einführung in die SEMPA-Technik sowie zahlreiche nützliche Tipps bezüglich SEMPA, LabView, Igor und was man sonst im Labor braucht.
 - Philipp Staeck für die zahlreichen Hilfestellungen in Bezug auf Simulationen mit Micromagnum sowie die Unterstützung in der Probenherstellung für das TR-SEMPA-Projekt.
 - Sonja Hesselmann und Brigitte Muhlack für den Erhalt der Infrastruktur in der Gruppe G und eine große Hilfsbereitschaft.
 - Prof. Dr. Nils Huse, der als Nachfolger von Prof. Dr. Oepen zu meinem neuen Chef geworden ist und mich sehr unterstützt hat.
 - Volker Röbisch, Dr. Dirk Meyners sowie Prof. Dr. Eckhard Quandt für eine erfolgreiche Kollaboration zum Herstellen der untersuchten FeCoSiB-Mikrostrukturen.
 - allen Mitgliedern der „Grenz- und Oberflächenphysik“-Gruppe in Hamburg, die ich nicht explizit erwähnen konnte.
 - Dr. Stanislas Rohart und Dr. André Thiaville für erste Einblicke in die DMI und den Mikromagnetismus während meines Praktikums in Orsay.
 - Dr. Levente Rózsa, Dr. Sebastian Meyer, Dr. Bertrand Dupé, Dr. Stanislas Rohart und Prof. Dr. Aurelien Manchon für umfassende Auskünfte und produktive Gespräche bezüglich der Konversion zwischen verschiedenen DMI-Definitionen.
 - Dr. Christian Heyn für AFM-Messungen, mit denen ich eine genaue Schichtdickendkalibrierung durchführen konnte.
 - Dr. Kai Litzius für das Bereitstellen einer MicroMagnum-Version, die die DMI sowie höhere Ordnungen der Anisotropie berücksichtigt.
 - meiner Frau Janna Twesten, die mich stetig dazu angehalten hat zu reflektieren, welche Themen wirklich noch in dieser Arbeit ausführlich diskutiert werden müssen und an welchen Stellen mein Perfektionismus vielleicht doch etwas zu weit geht. Auch danke ich dafür, dass Janna mir während der Anfertigung dieser Arbeit im

Haushalt sehr viel Arbeit abgenommen hat und sich insbesondere in dieser Phase deutlich mehr als ich es konnte um unsere kleine Mira gekümmert hat.

- meiner gesamten Familie und besonders meinen Eltern für jegliche Unterstützung vor, bei und während der Anfertigung dieser Arbeit sowie einen immer großen Rückhalt.
- meinem Bruder, Nick Kloodt, für seine immer hilfsbereite Art sowie die Unterstützung in Bezug auf diese Arbeit.
- meiner Schwiegermutter Birgit Twesten, die sich sehr viel um Mira gekümmert hat, als unsere Tagesmutter wegen der SARS-CoV-2-Pandemie schließen musste, und damit ermöglicht hat, dass Janna und ich mehr Zeit zum Schreiben unserer Arbeiten hatten.
- meiner kleinen Mira für eine immer willkommene Abwechslung.