

Oberflächensensitive Abbildung magnetischer Feinstrukturen des Domänenmusters von Ni(111) und geknickter Nanodrähte

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades

des Fachbereichs Physik

der Universität Hamburg

vorgelegt von

Fabian Lofink

aus Mainz

Hamburg

2013

Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. Hans Peter Oepen (Universität Hamburg)

Prof. Dr. Roland Wiesendanger (Universität Hamburg)

Gutachter der Disputation:

Prof. Dr. Hans Peter Oepen (Universität Hamburg)

Prof. Dr. Kornelius Nielsch (Universität Hamburg)

Datum der Disputation:

9. April 2014

Vorsitzender des Prüfungsausschusses:

Prof. Dr. Michael A. Rübhausen

Vorsitzender des Promotionsausschusses:

Prof. Dr. Peter Hauschildt

Dekan der MIN-Fakultät:

Prof. Dr. Heinrich H. Graener

Kurzzusammenfassung

Im Rahmen dieser Doktorarbeit wurde die magnetische Feinstruktur von Oberflächen, ultradünnen Filmen sowie nanostrukturierten Dünnschichtelementen untersucht. Um einen experimentellen Zugang zu ermöglichen beginnt diese Arbeit mit der Konstruktion und dem Aufbau eines Rasterelektronenmikroskops mit Polarisationsanalyse (SEMPA oder spin-SEM). Detailliert werden die Polarisationsmessung und -analyse, die Vermeidung experimenteller Störfaktoren, Faktoren zur Optimierung des Instruments, die Langzeitstabilität des Detektors und die Probenpräparation sowie ihre Auswirkung auf das Magnetisierungsmuster diskutiert. Dabei konnte unter anderem gezeigt werden, wie die zeitliche Änderung der Bildqualität durch Wasserstoff induzierte Oberflächenrekonstruktionen des W(001) hervorgerufen wird.

Anhand der Untersuchungen des Domänenmusters des Ni(111) konnten die Stärken der SEMPA Technik eindrucksvoll demonstriert und die Ursache des komplizierten Oberflächenmusters geklärt werden. Es handelt sich dabei um das einfach verzweigte Abschlussdomänenmuster der Magnetisierungsverteilung des Volumens. Dieses konnte auch im Rahmen eines Modells anhand sogenannter quasi-Domänen schlüssig diskutiert werden. Neben den qualitativen Stärken der SEMPA Technik konnte bei der Untersuchung des Ni(111) auch sein hohes Potential zur quantitativen Analyse gezeigt werden. So wurde unter anderem die Wandbreite der V-Linien im Oberflächendomänenmuster mit (174 ± 15) nm sehr genau vermessen. Zum anderen konnte anhand eines Polarisations-Winkelhistogramms die Sechszähligkeit des Domänenmusters eindeutig nachgewiesen werden. Als Ursache hierfür wurde die magnetokristalline Anisotropie-Energie identifiziert. Weiter wurde im Rahmen der Untersuchung des Graphen-bedeckten Ni(111) gezeigt, dass die Graphenschicht die Oberfläche des Ni(111) effektiv gegen Oxidation passiviert.

Ein Schwerpunkt der Arbeit liegt auf der Untersuchung des Einflusses der Geometrie auf die mikromagnetische Feinstruktur von Nanodrähten, die zur Lokalisierung einer Domänenwand mit einem definierten Knick präpariert wurden. Im Wesentlichen wurden dabei drei prinzipiell unterschiedliche Wandtypen beobachtet: die transversale Wand, die asymmetrische Wand und die Wirbelwand. Weiter hat sich gezeigt, dass die komplizierte Struktur der Drahtwände über ein recht einfaches Modell topologischer Defekte unterschiedlicher Windungszahlen recht gut beschrieben werden kann.

Zudem konnte dargelegt werden, dass neben der Drahtbreite und -dicke auch der Knickwinkel einen wesentlichen Einfluss auf den Wandtyp hat. So wird bei stumpfen Winkeln eine Wirbelwand, bei spitzen eine transversale Wand favorisiert. Die asymmetrische Wand wird nur in der Nähe des Übergangsbereichs beobachtet.

Als wesentliches Ergebnis dieser Untersuchung konnte ein phänomenologisches Modell zur Beschreibung der Stabilität der unterschiedlichen Wandtypen als Funktion des Knickwinkels entwickelt werden.

Abstract

In this thesis, a study of the magnetic fine structure of surfaces, ultrathin films, and nanostructures is reported. To obtain experimental access to this question, this work begins with the design and construction of a scanning electron microscope with polarization analysis (SEMPA or spin-SEM). In detail, the polarization measurement and analysis, the avoidance of disturbing sources, factors of optimization, the long-time stability of the detector, and the sample preparation, as well as the influence of the latter on the observed domain pattern are discussed. It is shown, e.g., that a time-dependent decrease of the image quality is caused by hydrogen-induced surface reconstructions of W(001).

Based on the investigations of the domain pattern of the Ni(111) surface the strengths of SEMPA could be demonstrated. The nature of the complex surface pattern was clarified as a singly branched closure domain pattern. It could be conclusively discussed in the context of a model based on so-called quasi-domains.

Moreover the high potential for quantitative analysis of the SEMPA technique was shown in this study. In this context, the precise measurement of the wall width of the V-lines (174 ± 15 nm) should be mentioned. In addition, based on the polarization angle histogram, a six-fold symmetry in the domain pattern could clearly be observed, which is caused by magneto-crystalline anisotropy. The investigation of Graphene-covered Ni(111) revealed that the Ni(111) surface is effectively passivated against oxidation by the Graphene layer during transfer at ambient conditions.

A second focus of this work is the study of the influence of geometry on the micro-magnetic fine structure of bent nanowires structured from soft-magnetic material. Three different wall types were found: the transverse wall, the asymmetric wall and the vortex wall. It has been shown that the complex structure of walls in nanowires can be fairly well described based on a simple model of topological defects of different winding numbers.

In addition, it could be demonstrated that the width, thickness, and bending angle of the wire have a significant influence on the domain-wall type. In case of obtuse angles the vortex wall is favored whereas in case of acute angles the transverse wall. An asymmetric wall is observed in the vicinity of the transition region.

A key result of this work is a new phenomenological model, which describes the stability of the different wall types as a function of the bending angle.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Mikromagnetismus	4
2.1. Energetik des Ferromagneten	4
2.1.1. Austauschwechselwirkung	5
2.1.2. Wechselwirkung im äußeren Magnetfeld	7
2.1.3. Dipol-Dipol Wechselwirkung	8
2.1.4. Wechselwirkung mit dem Kristallgitter	10
2.2. Domänenwände	12
2.2.1. Die Bloch-Wand	13
2.2.2. Domänenwände im dünnen Film	14
2.2.3. Oberflächenstrukturen im Volumenfestkörper	17
2.3. Numerische Methoden	19
3. Rasterelektronenmikroskop mit Spin-Polarisationsdetektor	23
3.1. Theoretische Grundlagen	24
3.1.1. Spinpolarisation	24
3.1.2. Spin-Bahn-Wechselwirkung bei der Elektron-Atom-Streuung	25
3.1.3. Spinpolarisation bei der Beugung an Oberflächen	26
3.1.4. Spinpolarisierte Sekundärelektronen	28
3.1.5. LEED als Spinpolarisations-Detektor	30
3.2. Experimentelle Gesichtspunkte	34
3.2.1. Die Polarisationsmessung	34
3.2.2. Minimierung von Störfaktoren	37
3.2.3. Faktoren zur weiteren Optimierung	40
3.2.4. Das Mikroskop	43
3.2.5. Probenpräparation und Informationstiefe	64
3.2.6. Langzeitstabilität	70
3.2.7. Vergleich mit anderen Detektoren	78
4. Oberflächen-Domänenmuster des Ni(111)	82
4.1. Experimentelles	82
4.2. Charakterisierung der Kristalloberfläche	84
4.3. Domänenstruktur eines spannungsfreien Ni(111)-Einkristalls	85
4.4. Magnetische Oberflächenstruktur von 180° V-Linien	91
4.5. Temperaturabhängigkeit der Domänenstruktur	93
4.6. Domänenstrukturen des Graphen-bedeckten Ni(111)-Einkristalls	95
4.7. Domänenstruktur unter mechanischer Verspannung	96

5. Domänenwände in geknickten Nanodrähten	99
5.1. Experimentelles	101
5.1.1. Präparation der Knickdrähte	101
5.1.2. Filmeigenschaften	104
5.1.3. Einsäen der Domänenwände	105
5.1.4. Parameter der mikromagnetischen Simulation	107
5.2. Domänenwandtypen und ihre magnetische Feinstruktur	109
5.2.1. Die symmetrische transversale Wand	111
5.2.2. Die Wirbelwand	115
5.2.3. Die asymmetrische transversale Wand	120
5.2.4. Filmartige Wandzustände im Nanodraht	124
5.3. Einfluss der Drahtbreite und -dicke auf den Domänenwandtyp	125
5.4. Einfluss des Knickwinkels auf den Domänenwandtyp	129
5.5. Wechselwirkung der Domänenwände mit magnetischen Nanopartikeln	132
6. Zusammenfassung und Ausblick	136
A. SEMPA I Vakuumkammer Zeichnungssatz	140
Literaturverzeichnis	170
Veröffentlichungen	171

1. Einleitung

Magnetische Materialien stehen seit vielen Jahren im Fokus aktueller Forschungsaktivitäten. Speziell die Untersuchung von dünnen Filmen, Grenzflächen und Nanostrukturen ist dabei heute ein wichtiges Arbeitsgebiet, das sich nicht nur durch seinen akademischen Nutzen, sondern auch durch seine hohe technologische Relevanz auszeichnet [1, 2, 3]. Ein Paradebeispiel dafür ist die heute kommerziell erhältliche Festplatte. Besonders erwähnenswert ist hier neben dem Einsatz dünner magnetischer Filme zur Datenspeicherung die Nutzung des Riesenmagnetowiderstands (GMR) in den Leseköpfen von Festplatten [4, 5]. Innerhalb von nur 10 Jahren wurde diese wissenschaftliche Entdeckung zu einem integralen Bestandteil moderner Informationstechnologie. Für seine Entdeckung wurde im Jahr 2007 der Nobelpreis für Physik an Albert Fert und Peter Grünberg verliehen.

Um eine weitere Miniaturisierung solch magnetoelektrischer Bauelemente (Sensoren, Aktuatoren, Speichermedien, ... [6, 7, 8, 3]) zu ermöglichen ist es erforderlich die statischen und dynamischen Eigenschaften der Magnetisierung in Systemen reduzierter Dimension genau zu untersuchen. Diese können sowohl von den intrinsischen Eigenschaften (Anisotropie, Austauschwechselwirkung, etc.) der verwendeten Materialien als auch von der geometrischen Form der Probe abhängen. Im Allgemeinen liegt die Magnetisierung in solchen Strukturen nicht in einem eindomänen Zustand vor. Vielmehr zerfällt sie in Domänen unterschiedlicher Magnetisierungsrichtungen um die dipolare Energie zu reduzieren. Die Erforschung der Feinstruktur dieser Domänenmuster ist dabei entscheidend für das Verständnis der magnetischen Eigenschaften.

Insbesondere der Kontrolle und Manipulation der komplexen Übergangsstrukturen zwischen den Domänen in Nanodrähten gilt derzeit ein großes Forschungsinteresse. In Analogie zu den Übergangsbereichen in Filmen und Volumenfestkörpern werden diese Übergangsstrukturen auch als Domänenwände bezeichnet. Sie verhalten sich jedoch wie Quasiteilchen und können unter anderem durch magnetische Felder, spinpolarisierte Ströme oder die Geometrie manipuliert werden. So offenbaren Domänenwände in Nanodrähten neue, physikalische Phänomene [9]. Zudem sind sie auch technologisch höchst interessant. Auf Grundlage der Forschungsergebnisse wurde die Verwendung von Domänenwänden in Nanodrähten für die Datenspeicherung als Bits [10] sowie für die Konstruktion logischer Funktionen vorgeschlagen [11, 12]. Im Jahr 2008 demonstrierten Forscher am IBM Almaden Research Center bereits erfolgreich die Funktion eines solchen Racetrack Speichers, der aus einer Anordnung von magnetischen Nanodrähten aus Permalloy besteht und im Prinzip durch Erschließen der dritten Dimension auf der selben Oberfläche 100-mal mehr Daten als ein kommerzieller Flash-Speicher vorhalten kann [10].

Für die Beantwortung solch aktueller Fragestellungen bezüglich magnetischer Feinstrukturen auf einer Längenskala von einigen hundert Mikrometern bis hin zu

wenigen 10 Nanometern wird eine leistungsstarke experimentelle Technik zur oberflächensensitiven, magnetischen Abbildung benötigt. Um einen experimentellen Zugang für Untersuchungen des Magnetismus von Oberflächen, ultradünnen Filmen sowie nanostrukturierten Dünnelementen zu ermöglichen, beginnt diese Arbeit mit der Konstruktion und dem Aufbau eines Rasterelektronenmikroskops mit Polarisationsanalyse (SEMPA oder spin-SEM) [13, 14, 15, 16, 17, 18] (Kap.3).

Das SEMPA Mikroskop basiert auf der Analyse der Spinpolarisation von Sekundärelektronen, die an der Oberfläche von itineranten Ferromagneten durch Elektron-Elektron-Wechselwirkung erzeugt werden. Die Tatsache, dass eine hohe Spinpolarisation der Sekundärelektronen mit dem Maximum ihrer Intensitätsverteilung einhergeht liefert dabei sehr günstige Rahmenbedingungen für die magnetische Mikroskopie. Zusammenfassend besteht die grundlegende Idee dieser experimentellen Technik darin, mit dem fokussierten Primärstrahl eines Rasterelektronenmikroskops (REM) Sekundärelektronen zu erzeugen und deren Spinpolarisation zu analysieren.

Diese Arbeit ist wie folgt gegliedert: Nach einer kurzen Vorstellung der Konzepte des Mikromagnetismus (Kap. 2) werden zunächst die theoretischen Grundlagen der Polarisationsanalyse im SEMPA diskutiert (Kap. 3.1). Das folgende Kapitel beschäftigt sich mit den experimentellen Gesichtspunkten des SEMPA (Kap. 3.2). Hierbei wird zur Charakterisierung des Experiments ein Eisenwhisker verwendet, da dies ein bereits ausführlich erforschtes und nahezu ideales Kristallsystem ist. Ziel ist es hierbei die Möglichkeiten und Grenzen des Experiments auszuloten sowie die Vergleichbarkeit mit anderen Methoden herzustellen. Weiter soll im Rahmen dieses Kapitels die Möglichkeit der Gewinnung qualitativ hochwertiger Abbildungen und ihre Analyse demonstriert werden. Dabei sollen neue Resultate nicht unerwähnt bleiben.

Nach einer Einführung in die Technik der Polarisationsmessung (Kap. 3.2.1) wird die Vermeidung bzw. Reduzierung von Störeinflüssen (Kap. 3.2.2), Faktoren zur Optimierung des experimentellen Aufbaus (Kap. 3.2.3), die Charakteristik der wesentlichen Komponenten des Mikroskops (Kap. 3.2.4), die Langzeitstabilität des LEED Detektors für magnetische Bildgebung (Kap. 3.2.6), Techniken zur Kontrastverstärkung und Probensäuberung sowie deren Einfluss auf das Magnetisierungsmuster (Kap. 3.2.5) diskutiert. Abschließend findet sich in diesem Kapitel ein Vergleich mit anderen SEMPA Experimenten (Kap. 3.2.7).

Ein präsenes Thema ist derzeit die Erforschung kohlenstoff-basierter magnetischer Datenspeicher und Spintronik-Bauelemente [19, 20, 21, 22]. In diesem Zusammenhang steht aktuell die (111)-Oberfläche eines Ni Einkristalles im Fokus der Forschung, da er als ideales Substrat für das Wachstum von Graphen dient. Obwohl der Volumenfestkörper Ni(111) ein herkömmlicher Ferromagnet ist, findet man in der Literatur bisher keine eingehende Untersuchung seiner Domänenstruktur. Daher befasst sich Kapitel 4 mit der SEMPA Untersuchung des Abschlussdomänenmusters von Ni(111). Zunächst wird als Grundlage für die Interpretation der magnetischen Abbildungen die Kristallstruktur des Ni(111) sowie des Graphen-bedeckten Ni(111) untersucht (Kap. 4.2). Im Weiteren wird die magnetische Oberflächenstruktur des spannungsfreien (Kap. 4.3) als auch des verspannten (Kap. 4.7) Ni(111) diskutiert. Zudem wird das Temperaturverhalten des Magnetisierungsmusters untersucht ((Kap. 4.5)). Die Struktur der Domänenwände des Oberflächenmusters wird sepa-

rat in Kapitel 4.4 analysiert. Abschließend werden in Kapitel 4.6 die Auswirkungen einer Graphen-Bedeckung auf das Domänenmuster diskutiert. Neben den genannten Untersuchungen zum komplexen Oberflächendomänenmuster des Ni(111) sollen anhand dieses Systems die Stärken und Möglichkeiten der SEMPA Technik demonstriert werden.

In der aktuellen Forschung kommen bei der Untersuchung des Verhaltens von Domänenwänden in Nanodrähten oft geknickte Drähte zum Einsatz, da man hier die Position der Domänenwand definiert einstellen kann. Trotz der auffällig häufigen Verwendung solch geknickter Nanodrähte [23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 34, 35, 36, 37] ist der Einfluss des Knicks auf die mikromagnetische Feinstruktur der Wand sowie den Wandtyp bisher nicht untersucht worden. Dies ist jedoch für die genaue Analyse und Interpretation der experimentellen Ergebnisse notwendig. Daher beschäftigt sich das letzte Kapitel dieser Arbeit mit den geometrischen Einflüssen, insbesondere des Knicks auf die mikromagnetische Feinstruktur der Wände sowie den Wandtyp (Kap. 5). Der Schwerpunkt liegt hierbei auf der Untersuchung geometrischer Einflüsse auf die Feinstruktur der Drahtwände. Zunächst wird dazu in Kapitel 5.1 die Herstellung und Simulation der geknickten Nanodrähte sowie die experimentelle Technik zum Einsäen der Domänenwände in einen Nanodraht diskutiert. In Kapitel 5.2 findet sich die detaillierte Analyse der mikromagnetischen Feinstruktur der Domänenwände. Anschließend folgt die Untersuchung zur geometrischen Variation der Knickdrähte. Dies sind im speziellen Breite und Dicke (Kap. 5.3) sowie Knickwinkel (Kap. 5.4) der Nanodrähte. Zuletzt soll in Kapitel 5.5 der Einfluss magnetischer Nanopartikel auf die Feinstruktur der Domänenwände diskutiert werden.

2. Mikromagnetismus

2.1. Energetik des Ferromagneten

Während ein permanentes magnetisches Moment bei Atomen sehr häufig beobachtet werden kann ist dies bei Festkörpern eine Ausnahme. Für ein System mit vollständig delokalisierten Valenzelektronen ist das leicht nachzuvollziehen. Dieses Vielteilchensystem kann als freies Elektronengas beschrieben werden. Die besetzten Zustände im Grundzustand können dann als Punkte einer Kugel im k -Raum aufgefasst werden. Das Volumen dieser Fermi-Kugel wächst proportional mit der Anzahl der Zustände N

$$V = \frac{3\pi^2}{k_F^3} N \quad (2.1)$$

Der Fermiwellenvektor $k_F = (3\pi^2 N/V)^{1/3}$ ist dabei der Kugelradius. Die Energie auf der Kugeloberfläche ist die Fermieenergie E_F

$$E_F = \frac{\hbar^2}{2m} k_F^2 \quad (2.2)$$

Für Fermionen darf nach dem Pauli-Prinzip jeder Zustand mit zwei Elektronen antiparalleler Spinstellung besetzt werden. In diesem Fall kompensieren sich die atomaren Spinnmomente. Das System ist unmagnetisch. In einem vollständig spinpolarisierten System hingegen werden die Zustände nur einfach besetzt. Dies führt gemäß Gleichung 2.2 zu einer Erhöhung der kinetischen Energie um den Faktor $2^{2/3} \approx 1,6$. Vollständig delokalisierte Elektronen zeigen daher keine Tendenz zum Ferromagnetismus. Vielmehr ist es der Grad der Lokalisierung der Valenzelektronen welcher im Festkörper einen magnetischen Zustand ermöglicht. Der Energiegewinn aufgrund einer langreichweitigen Ordnung der Spinnmomente durch die Austauschwechselwirkung (Kap. 2.1.1) kann dann zu einer spontanen Magnetisierung M des Vielteilchensystems führen. Die Elemente Eisen, Kobalt und Nickel besitzen solch eine spontane Magnetisierung. Da dieses Phänomen zuerst bei Eisen beobachtet wurde nennt man diese Elemente Ferromagnete.

Stoner formulierte das Kriterium für Ferromagnetismus in Form eines Produkts aus Zustandsdichte am Fermienergie $N(E_F)$ und einem konstanten Austauschparameter J [38].

$$J \cdot N(E_F) > 1 \quad (2.3)$$

Im Rahmen des Stoner Modells können korrekte Vorhersagen über den itineranten ferromagnetischen Grundzustand von Fe, Co und Ni getroffen werden. In die-

sem Bandmodell des Magnetismus können zudem die nicht-ganzzahligen Werte der magnetischen Spinnomente im Festkörper (Fe: 2,22; Co: 1,72; Ni: 0,61 μ_B /Atom) verstanden werden.

Die Grundlagen einer realistischen *ab initio* Beschreibung des Grundzustands von Vielelektronensystemen liefert heute die Dichtefunktionaltheorie (DTF) [39]. Grundlage dieser Theorie sind die Arbeiten von Hohenberg, Kohn, Sham und Levy [40, 41, 42]. In der DFT wird die Energie eines Vielelektronensystems durch ein Funktional der Elektronendichte beschrieben. Für die Behandlung magnetischer Systeme muss die DFT zur Spin-Dichtefunktionaltheorie erweitert werden.

Allerdings reicht selbst die Rechenleistung moderner Hochleistungscomputer nicht aus, um auf Grundlage solcher elektronischer Modelle anisotrope, nicht-periodische Strukturen von wenigen zehn Nanometern zu berechnen. Hinzu kommt, dass die anisotrope magnetostatische Energie (Kap.2.1.3) für die Bildung komplexer Domänenmuster verantwortlich ist. Diese ist im allgemeinen nicht in den Modellen der Spin-Dichtefunktionaltheorie enthalten.

Die Beschreibung des Magnetismus in Festkörpern über ein mikromagnetisches Kontinuums-Modell hat sich in diesem Zusammenhang als weitaus praktikabler erwiesen. Die Anfänge einer mikromagnetischen Beschreibung von Ferromagneten finden sich in der Arbeit von Landau und Lifshitz [43]. Der 1949 erschienene Artikel von Kittel [44] bietet einen guten Überblick der heute anerkannten mikromagnetischen Theorie.

In diesem Modell wird eine ferromagnetische Struktur durch das Minimum seiner freien Gesamtenergie E_{tot} beschrieben. Diese erhält man durch Summation aller, vom Einheits-Vektorfeld der Magnetisierung $\mathbf{m}(\mathbf{r}) = \mathbf{M}(\mathbf{r})/M_s$ abhängigen Energiebeiträge.

$$E_{\text{tot}} = E_{\text{XC}} + E_{\text{MKA}} + E_Z + E_{\text{SF}} + \dots \quad (2.4)$$

Die isotrope Austauschenergie E_{XC} ist hierin der größte Beitrag (Kap. 2.1.1). Die magnetokristalline Anisotropie-Energie E_{MKA} beschreibt den Einfluss des Kristallgitters auf die Ausrichtung der magnetischen Momente (Kap. 2.1.4). Der Zeeman-Term E_Z beschreibt das Bestreben der magnetischen Momente sich in Richtung eines äußeren Magnetfeldes auszurichten (Kap. 2.1.2). Die langreichweitige Dipol-Dipol Wechselwirkung der einzelnen magnetischen Momente wird durch die Streufeldenergie E_{SF} beschrieben 2.1.3. Diese Energiebeiträge werden im Folgenden kurz diskutiert. Die Liste ist allerdings nicht vollständig und muss bei Bedarf um weitere Energiebeiträge ergänzt werden.

2.1.1. Austauschwechselwirkung

Die Austauschwechselwirkung ist ein spezieller Energiebeitrag in quantenmechanischen Vielteilchensystemen. Sie ist für die langreichweitige Ordnung in Ferromagneten verantwortlich und hat ihren Ursprung in der Coulomb-Wechselwirkung ($H_C = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{i,j}}$).

Für Elektronen gilt bekanntlich das Pauli-Prinzip, wonach die Gesamtwellenfunktion Ψ_n identischer Fermionen total antisymmetrisch bezüglich jeder Vertauschung

zweier Teilchen sein muss. Berücksichtigt man noch, dass sich die Gesamtwellenfunktion eines Vielteilchensystems als das Produkt aus Orts- Φ und Spinwellenfunktion χ darstellen lässt ($\Phi\chi = -\chi\Phi$), so ist die Änderung der Bindungsenergie aufgrund von Coulomb-Wechselwirkung zweier Elektronen mit

$$\Psi = \Phi(r_1, r_2) \cdot \chi(s_1, s_2) = \left(\phi_i(\mathbf{r}_1)\phi_j(\mathbf{r}_2) \pm \phi_i(\mathbf{r}_2)\phi_j(\mathbf{r}_1) \right) \chi(s_1, s_2) \quad (2.5)$$

durch folgenden Erwartungswert gegeben.

$$\langle \Psi | H_C | \Psi \rangle = \langle \Phi | H_C | \Phi \rangle \langle \chi | 1 | \chi \rangle = \langle \Phi | H_C | \Phi \rangle \quad (2.6)$$

$$= \underbrace{\langle \phi_i\phi_j | H_C | \phi_i\phi_j \rangle}_{\text{Direkte WW.}} - \underbrace{\langle \phi_j\phi_i | H_C | \phi_i\phi_j \rangle}_{\text{Austausch WW.}} \quad (2.7)$$

Dieser Erwartungswert enthält zwei Terme, den direkten Term, welcher die klassische Abstoßung zweier Elektronen untereinander beschreibt und den Austauschterm welcher sich als Integral wie folgt schreiben lässt:

$$J_{ij} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \iint d^3r_1 d^3r_2 \phi_i(\mathbf{r}_1)\phi_j^*(\mathbf{r}_1) \frac{1}{|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|} \phi_j(\mathbf{r}_2)\phi_i^*(\mathbf{r}_2) \quad (2.8)$$

Das Austauschintegral gibt den Energieunterschied zwischen paralleler und antiparalleler Ausrichtung der Spins an und ist nur dann von Null verschieden, wenn die Orbitale von ϕ_i und ϕ_j einen Überlapp haben. Sein Wert bestimmt die Art der Kopplung.

$$J_{ij} > 0 \text{ parallele Kopplung} \quad (2.9)$$

$$J_{ij} < 0 \text{ antiparallele Kopplung} \quad (2.10)$$

Die Gesamtenergie des Systems reduziert sich daher für $J_{ij} > 0$ durch parallele Ausrichtung der Elektronenspins. Dies führt im Festkörper zur Ausbildung von Ferromagnetismus. Wie wir gesehen haben leitet sich dieser allein aus der Coulomb-Wechselwirkung zwischen den Elektronen unter Berücksichtigung des Pauli-Prinzips ab und ist somit nur quantenmechanisch zu verstehen.

Da der Wert des Austauschintegrals nicht vom Elektronenspin abhängt kann man nun im Hamiltonian folgenden Term zur Beschreibung des Austauschs einführen:

$$H_{XC} = \sum_{i \neq j} H_{ij} = - \sum_{i \neq j} J_{ij} \mathbf{S}_i \mathbf{S}_j \quad (2.11)$$

Die \mathbf{S}_i sind dabei die auf 1 normierten magnetischen Momente. Dieser Operator ist in der Literatur als Heisenberg-Hamiltonian bekannte [45, 46].

Die Summe über alle Gitterplätze zu bilden ist im Fall eines Festkörpers unpraktikabel. Da die Austauschwechselwirkung aufgrund der Abhängigkeit vom Überlapp der Wellenfunktionen sehr kurzreichweitig ist bietet es sich an, das Problem auf die Wechselwirkung nächster Nachbarn zu reduzieren. Für solch kleine Abständen sorgt die Stärke des Austauschs dafür, dass nur geringe Winkelabweichungen zwischen be-

nachbarten Spins auftreten. Die Taylorentwicklung des Kosinus im Skalar-Produkt des Heisenberg-Hamiltonian aus Gleichung 2.11 kann daher in dieser vereinfachten Betrachtung nach dem ersten Glied abgebrochen werden. Für die Austauschenergie erhält man dann:

$$E_{XC} \approx -J \sum_i \cos(\alpha_{i,j}) \quad (2.12)$$

$$\approx -J \sum_{i \neq j} (1 - \alpha_{i,j}^2/2) \quad (2.13)$$

$$\approx \text{const.} - \frac{J}{2} \sum_i |\mathbf{S}_i - \mathbf{S}_j|^2 \quad (2.14)$$

wobei $\alpha_{i,j}$ der Winkel und $\mathbf{r}_{i,j}$ der Abstandsvektor zwischen den benachbarten \mathbf{S}_i und \mathbf{S}_j ist. Fasst man noch die magnetischen Momente der Spins \mathbf{S}_i als normierte Magnetisierung $\mathbf{m}(\mathbf{r}) = \mathbf{M}(\mathbf{r})/M_s$ (M_s Sättigungsmagnetisierung) auf und ersetzt die Summation durch das Volumenintegral $\sum_i \rightarrow a^{-3} \int_V dV$, so erhält man die Formulierung der Austauschenergie in mikromagnetischer Kontinuums-Näherung.

$$E_{XC} = -\frac{J}{2} \sum_i \sum_{\mathbf{r}_{i,j}} ((\mathbf{r}_{i,j} \cdot \nabla) \mathbf{m})^2 \quad (2.15)$$

$$= A \int_V dV [(\nabla m_x)^2 + (\nabla m_y)^2 + (\nabla m_z)^2] \quad (2.16)$$

a bezeichnet hierbei die Gitterkonstante. Die Austauschkonstante A hängt mit der Kopplungskonstanten J im Heisenbergmodell über $A = Jz/2a$ zusammen, wobei z die Anzahl der Gitterplätze pro Einheitszelle ist. Für die Legierung Ni₈₀Fe₂₀ (Permalloy) beträgt der Wert der Austauschkonstanten $A = 13$ pJ/m [47]. Die Austauschenergie versucht den Winkel zwischen benachbarten Momenten klein zu halten und führt so zur Verbreiterung von Domänenwänden.

2.1.2. Wechselwirkung im äußeren Magnetfeld

Die Zeeman-Energie E_Z wird durch die Wechselwirkung eines äußeren Magnetfelds \mathbf{H}_{ext} mit der Magnetisierung \mathbf{M} eines Ferromagneten bewirkt. E_Z ist immer positiv semidefinit und kann daher die Gesamtenergie des Systems nur erhöhen.

$$E_Z = \mu_0 \int_V dV \mathbf{H}_{\text{ext}} \cdot \mathbf{M} = \mu_0 \int_{FM} dV \mathbf{H}_{\text{ext}} \cdot \mathbf{M} \quad (2.17)$$

Das letzte Gleichheitszeichen rührt daher, dass \mathbf{M} außerhalb des Ferromagneten verschwindet. Wenn die Magnetisierung parallel zum externen Feld steht ist der Zeeman-Term identisch Null.

2.1.3. Dipol-Dipol Wechselwirkung

Erste Überlegungen zur Ursache der ferromagnetischen Ordnung könnten vielleicht die Dipol-Dipol Wechselwirkung hierfür verantwortlich machen. Die Größenordnung der Energie eines typischen atomaren Moments $|\mathbf{m}| = \mu_B$ im Dipolfeld eines zweiten beträgt unter Vernachlässigung der Winkelabhängigkeit und bei einem typischen Gitterabstand von $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'| = a = 3\text{\AA}$ allerdings nur

$$E = \mathbf{m}(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{B}_{\text{Dipol}}(\mathbf{m}(\mathbf{r}), (\mathbf{r} - \mathbf{r}')) \quad (2.18)$$

$$= \mu_B \cdot \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{3(\mathbf{m}(\mathbf{r})(\mathbf{r} - \mathbf{r}'))(\mathbf{r} - \mathbf{r}') - \mathbf{m}(\mathbf{r})(\mathbf{r} - \mathbf{r}')^2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^5} \quad (2.19)$$

$$\approx \mu_0 \frac{\mu_B^2}{4\pi a^3} \quad (2.20)$$

$$\approx 2 \cdot 10^{-6} \text{eV} \quad (2.21)$$

Dies entspräche einer Curie-Temperatur von unter 1 K. Die tatsächliche Curie-Temperatur von Nickel beispielsweise liegt bei 633 K [48]. Die Energie der Dipol-Dipol Wechselwirkung liegt also etwa 4 Größenordnungen unter der Austauschenergie. Dennoch ist sie für die Magnetisierungsverteilung in Ferromagneten eine relevante Größe. Erweitert man das Beispiel aus Gleichung 2.18 auf ein Ensemble aus N Teilchen mit einem magnetischen Moment von jeweils \mathbf{m} , so sieht das Teilchen am Ort \mathbf{r} folgendes Dipolfeld

$$\mathbf{H}_{SF}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi} \sum_i \left(\frac{3(\mathbf{m}(\mathbf{r})(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i))(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i) - \mathbf{m}(\mathbf{r})(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)^2}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|^5} \right) \quad (2.22)$$

Dieses Dipolfeld wird entmagnetisierendes Feld oder Streufeld \mathbf{H}_{SF} genannt und ist letztendlich die direkte Konsequenz der Maxwellgleichung $\text{div} \mathbf{B} = \mu_0 \text{div}(\mathbf{M} + \mathbf{H}_{SF}) = 0$. Ersetzt man in diesem Ausdruck wieder die Summe durch das Integral $\sum_i \rightarrow a^{-3} \int_V dV$ und definiert die Volumenladungsdichte $\rho = -\text{div} \mathbf{m}$ und die Oberflächenladungsdichte $\sigma = \mathbf{m} \cdot \mathbf{n}$ ¹, so erhält man die Formulierung von \mathbf{H}_{SF} in mikromagnetischer Näherung.

$$\mathbf{H}_{SF}(\mathbf{r}) = -\frac{1}{4\pi} \int_{FM} dV' \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}')\rho(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} + \frac{1}{4\pi} \oint_{\partial FM} dS' \frac{(\mathbf{r} - \mathbf{r}')\sigma(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} \quad (2.23)$$

Die Selbstenergie eines Körpers mit Magnetisierung \mathbf{M} aufgrund der Dipol-Dipol Wechselwirkung seiner einzelnen magnetischen Momente ist dann

$$E_{SF} = -\frac{\mu_0}{2} \int_{FM} dV \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{SF} \quad (2.24)$$

Die Summe aus E_{SF} und Zeeman Energie E_Z (Gl. 2.17) beschreibt das Verhalten der Magnetisierung im äußeren Feld unter Berücksichtigung der Form des ferro-

¹ \mathbf{n} ist dabei die nach außen weisende Oberflächennormale.

magnetischen Körpers. $E_{MS} = E_{SF} + E_Z$ wird magnetostatische Energie genannt. Ferromagnetische Strukturen, deren magnetische Verhalten durch keine weiteren Energiebeiträge als E_{MS} und E_{XC} bestimmt sind nennt man weichmagnetisch. Kapitel 5 befasst sich mit solch weichmagnetischen Nanodrähten.

Speziell in solch weichmagnetischen Systemen wird der Zustand niedrigster Energie im Allgemeinen durch eine anisotrope Verteilung der Magnetisierung $\mathbf{M}(\mathbf{r})$ erreicht. Diese ist von der Geometrie des Ferromagneten abhängige und wird daher unter dem Begriff Formanisotropie zusammengefasst. Lediglich für ellipsoid-förmigen Körper ist das Streufeld in der Probe und damit auch die Magnetisierung homogen. Beispiele für solch ellipsoide Körper sind, neben der Kugel und dem Ellipsoid, der unendlich lange Zylinder und der unendlich ausgedehnte Film. Das Streufeld \mathbf{H}_{SF} für diese Körper ist gegeben durch:

$$\mathbf{H}_{SF} = \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{N}} \cdot \mathbf{M} \quad (2.25)$$

wobei $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{N}}$ ein symmetrischer Tensor, der sogenannte Entmagnetisierungstensor ist. Seine Energiedichte ε ist

$$\begin{aligned} \varepsilon &= \frac{\mu_0}{2} \mathbf{H}_{SF} \mathbf{M} \\ &= \frac{\mu_0}{2} (\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{N}} \cdot \mathbf{M}) \mathbf{M} \end{aligned} \quad (2.26)$$

$\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{N}}$ kann wie folgt auf seine Hauptachsen transformiert werden:

$$\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{N}}_{\text{Kugel}} = \begin{pmatrix} \frac{1}{3} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{3} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{3} \end{pmatrix}, \quad \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{N}}_{\text{Zylinder}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{1}{2} \end{pmatrix}, \quad \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{N}}_{\text{Film}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

Für den vollständig aufmagnetisierten, unendlich ausgedehnten dünnen Film mit dem Winkel θ zwischen Magnetisierung und Filmmormalen ergibt sich die Energiedichte:

$$\varepsilon_{\text{Film}} = \frac{\mu_0}{2} M_s^2 \cdot \cos^2 \theta \quad (2.28)$$

Für den Film liegt das Energieminimum bei $\theta = \pm\pi/2$. Die Magnetisierung liegt demnach in der Filmebene. Der unendlich ausgedehnte dünne Film ist überdies die geometrische Form mit dem stärkstem entmagnetisierenden Feld. Für den dünnen Permalloy-Film ergibt sich $\frac{\mu_0}{2} M_s^2 = 422 \text{ kJ/m}^3$.

Einen Entmagnetisierungstensor $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{N}}$ gibt es nur für Ellipsoide. In allen anderen Geometrien ist das entmagnetisierende Feld eine Funktion des Ortes in der Probe. Zur Berechnung der Gesamtenergie eines Ferromagneten in solchen Geometrien kann man jedoch effektive magnetometrische Entmagnetisierungsfaktoren $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{N}}_{\text{eff}}$ derart definieren [49], dass man die Energiedichte analog zu Gleichung 2.26 berechnen

kann². Allerdings ist die analytische Berechnung dieser magnetometrischen Entmagnetisierungsfaktoren schon für einfache geometrische Formen sehr kompliziert. Für die in Kapitel 4 untersuchte Struktur eines Ni(111) Quaders mit den Abmaßen $a \times b \times c = 7 \text{ mm} \times 3 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$ ergibt sich folgender Tensor:

$$\vec{\vec{N}}_{\text{eff}} = \begin{pmatrix} 0,0991 & 0 & 0 \\ 0 & 0,2406 & 0 \\ 0 & 0 & 0,6599 \end{pmatrix} \quad (2.29)$$

Die resultierende Energiefläche der Formanisotropie des Ni(111) Quaders ist in Abbildung 2.1 zu sehen.

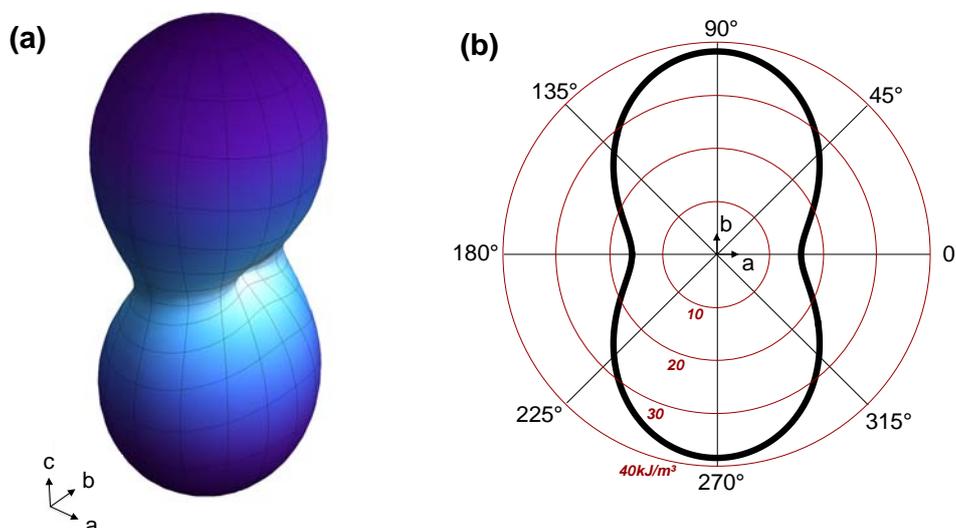


Abbildung 2.1.: Energiefläche der Formanisotropie eines Ni(111) Quaders mit den Dimensionen $a \times b \times c = 7 \text{ mm} \times 3 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$ und $\mu_0/2M_s^2 = 0,31 \text{ MJ/m}^3$. (a) 3D Energiefläche. (b) Darstellung der Energie in der (x, y)-Ebene bei $z=0$.

2.1.4. Wechselwirkung mit dem Kristallgitter

Die magnetokristalline Anisotropie beschreibt das Phänomen, dass sich im Allgemeinen bei ferromagnetischen Festkörpern verschiedene kristallographische Richtungen unterschiedlich leicht aufmagnetisieren lassen (siehe Abbildung 2.2).

Ursache dieser Anisotropie sind nicht-symmetrische Elektronenorbitale die bei unterschiedlicher Ausrichtung der Bahnmomente unterschiedlich großen Überlapp mit benachbarten Orbitalen erzeugen. Das Energieminimum stellt der Zustand geringsten Überlapps dar. Im Festkörper sind die Atome an Positionen im Kristallgitter gebunden. Die räumliche Ausrichtung der Bahnmomente ist somit festgelegt. Durch

²Für die Definition dieser effektiven magnetometrischen Entmagnetisierungsfaktoren geht man von einer homogenen Magnetisierung aus.

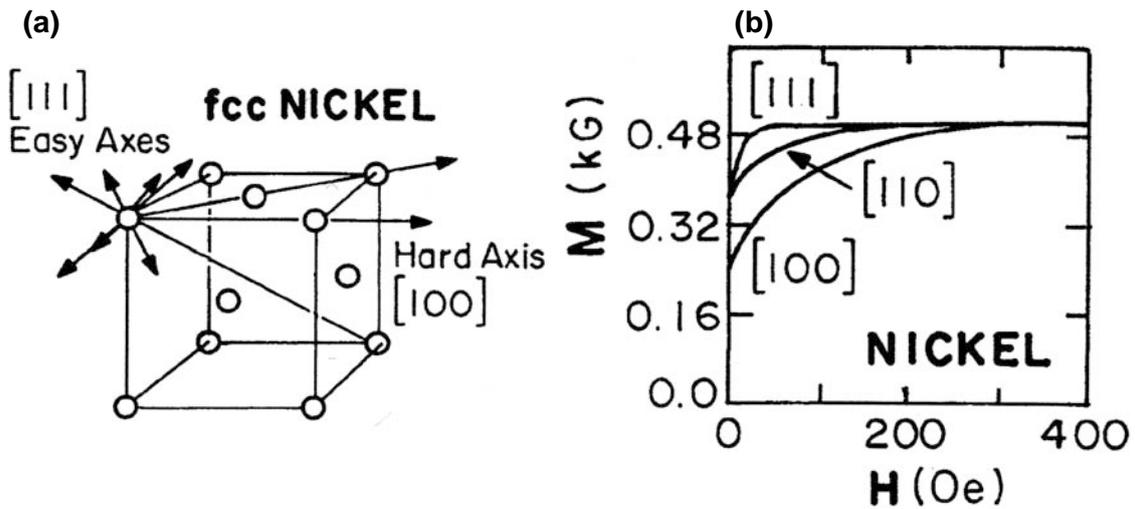


Abbildung 2.2.: Kristallstruktur von fcc Nickel (a) sowie Magnetisierungskurven entlang unterschiedlicher kristallographischer Richtungen (b). $[100]$ ist die Richtung schwerer und $[111]$ die Richtung leichter Magnetisierung. Abbildung aus Ref. [50]

Spin-Bahn-Kopplung überträgt sich diese Festlegung auf den Elektronenspin. Dies führt zum anisotropen, magnetokristallinen Energiebeitrag im Ferromagneten aufgrund dessen sich die Magnetisierung bevorzugt entlang sogenannter "leichter (Kristall) Richtungen" orientiert.

In den Ferromagneten Eisen, Nickel und Kobalt ist aufgrund des Bandcharakters der 3d-Elektronen das Bahnmoment stark unterdrückt. Hier wird durch die Spin-Bahn-Kopplung ein kleiner Teil des Spinnmoments auf das Bahnmoment projiziert. Erst dadurch kann auch in Bandferromagneten magnetokristalline Anisotropie auftreten. Ihre Stärke ist hier jedoch relativ gering (Größenordnung 10^4 J/m³).³

Die vollständige Winkelabhängigkeit dieser Energie ist im Allgemeinen nicht bekannt. Daher entwickelt man sie nach Winkelfunktionen. Eine mögliche Entwicklung für kubische Kristalle ist

$$\varepsilon_{\text{MK}}^{\text{kubisch}} = K_0 + K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2(\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2) + \dots \quad (2.30)$$

Hierbei sind die α_i die Winkelkosinuse zu den entsprechenden Hauptachsen des Kristalls und die K_i ($i = 1, \dots, n$) die Entwicklungskoeffizienten. Für eine Entwicklung bis zur 2. Ordnung ist die magnetokristalline Anisotropiefläche für fcc Nickel in Abbildung 2.3 zu sehen.

³Die Bahnmomente der 4f-Elektronen hingegen sind im Allgemeinen nicht unterdrückt und erzeugen daher durch Spin-Bahn-Kopplung eine starke magnetokristalline Anisotropie (Größenordnung 10^7 J/m³).

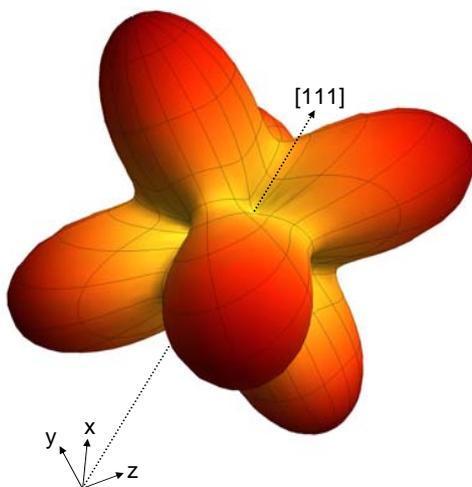


Abbildung 2.3.: Magnetokristalline Anisotropiefläche für fcc Nickel mit $K1 = -4,5 \cdot 10^3 \text{ J/m}^3$ und $K2 = -2,3 \cdot 10^3 \text{ J/m}^3$.

2.2. Domänenwände

Im vorherigen Kapitel 2.1 wurden ausschließlich homogen magnetisierte Körper betrachtet. Das Energieminimum der totalen freien Energiedichte definiert dabei die leichten Achsen der Magnetisierung, parallel zu welchen sich M bevorzugt ausrichten wird. Ein solch homogen magnetisierter Körper erzeugt jedoch gemäß Gleichung 2.23 eine große Menge an Oberflächenladungen 2.1.3 wodurch er ab einer gewissen Größe energetisch ungünstig wird. Ein Multidomänenzustand hingegen, in welchem die Magnetisierung des Ferromagneten in homogen magnetisierte Bereiche unterschiedlicher Orientierung zerfällt kann bei günstiger Anordnung dieser Domänen die magneto-statische Energie signifikant reduzieren [51, 52, 53, 54]. Um Oberflächenladungen zu vermeiden liegt die Magnetisierung in einem solch streufeldminimierenden Multidomänenzustand parallel zu den Kanten des Körpers.

Sind in einem ferromagnetischen System neben Austausch- und Streufeldenergie weitere Terme relevant, so spiegelt sich dies deutlich im Domänenmuster wieder, welches daher umgekehrt wie ein Fingerabdruck auf die Anwesenheit dieser Energien hindeutet. Eine gute Übersicht der Vielzahl möglicher Domänenmuster und ihrer Ursachen bietet das Buch "Magnetic Domains" von A. Hubert und R. Schäfer [53].

Die "Austauschkosten" welche durch Drehung der Magnetisierung um den Winkel α beim Übergang von einer Domäne zur nächsten entstehen sind vergleichsweise gering. Trotzdem wird die charakteristische Größe ferromagnetischer Domänen eines Systems durch die Energiebilanz zwischen diesen Kosten und dem Gewinn durch Minimierung konkurrierender Energieterme festgelegt. Bei dünnen Filmen ist dies vor Allem die Streufeldenergie. Im Falle des Volumenfestkörpers ist die magnetokristalline Anisotropie-Energie in der Regel der entscheidende Gegenpart [53, 50, 55, 56].

Diese Übergänge werden Domänenwände genannt. Um Volumenladungen zu vermeiden muss eine Wand mit der Magnetisierung auf beiden Seiten den gleichen Winkel einschließen [52].

In der Domänentheorie werden die Domänenwände oft als unendlich dünne Flächen oder Linien aufgefasst. Diese Näherungen eignen sich gut für die Beschreibung mikromagnetischer Zustände. Reale Domänenwände hingegen sind ausgedehnt, da sich die Wandenergie durch eine inhomogene Drehung der Magnetisierung über mehrere Gitterabstände hinweg deutlich reduzieren lässt.

Im Folgendem wird noch einmal gesondert auf Domänenwände eingegangen da diese für die Diskussionen in Kapitel 4 und Kapitel 5 eine zentrale Rolle spielen.

2.2.1. Die Bloch-Wand

Das einfachste Modell einer Domänenwand zwischen zwei entgegengesetzt magnetisierten Domänen in einem unendlich ausgedehnten ferromagnetischen Medium mit uniaxialer Anisotropie ist die 180° Bloch-Wand [57, 53, 50]. Liegt die leichte Richtung in der Drehebene dieser Wand, so werden keine globalen Ladungen erzeugt. Dreht die Magnetisierung ebenfalls parallel zur Wandebene, so werden keine Volumenladungen erzeugt und die Struktur ist daher Streufeldfrei.⁴

Die Energiedichte γ_{Bloch} dieser Wand ist bestimmt durch die Beiträge von Austausch- und uniaxialer Anisotropie-Energie.

$$\gamma_{\text{Bloch}} = \int_{-\infty}^{\infty} dx \left[A \left\{ \left(\frac{\partial \Theta}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 \sin^2 \Theta \right\} - K \cos^2 \Theta \right] \quad (2.31)$$

wobei (ϕ, Θ) Kugelkoordinaten, x die Richtung senkrecht zur Wand und K der erste Entwicklungskoeffizient der uniaxialen Anisotropie ist. Mittels Variationsrechnung ($\delta E = 0$) findet man die optimale Einstellung für $\Theta(x)$ und $\phi(x)$. Es ergibt sich

$$\phi(x) = \text{const.} \quad (2.32)$$

$$\cos(\Theta(x)) = -\tanh\left(\frac{x}{\delta}\right) = m_x \quad (2.33)$$

Aus 2.31 folgt damit die Wandenergie

$$\gamma_{\text{Bloch}} = \int_{-\infty}^{\infty} dx \left[A \left(\frac{\partial \Theta}{\partial x} \right)^2 - K \cos^2 \Theta \right] \quad (2.34)$$

$$= \int_0^\pi d\Theta \left[\frac{A}{\delta} + K \delta \right] \sin \Theta = 4\sqrt{AK} \quad (2.35)$$

wobei $\delta = \sqrt{A/K}$ die Domänenwandbreite ist. Aus der Normierungsbedingung

⁴Durch die unendliche Ausdehnung gibt es keine Oberflächenladungen.

$|\mathbf{m}| = 1$ folgt dann das Domänenwandprofil

$$\mathbf{m}(\mathbf{x}) = -\tanh\left(\frac{x}{\delta}\right)\mathbf{e}_x + \frac{\cos(\phi)}{\cosh\left(\frac{x}{\delta}\right)}\mathbf{e}_y + \frac{\sin(\phi)}{\cosh\left(\frac{x}{\delta}\right)}\mathbf{e}_z \quad (2.36)$$

Für $\phi = 0$ ist dies in Abbildung 2.4 Komponentenweise dargestellt.

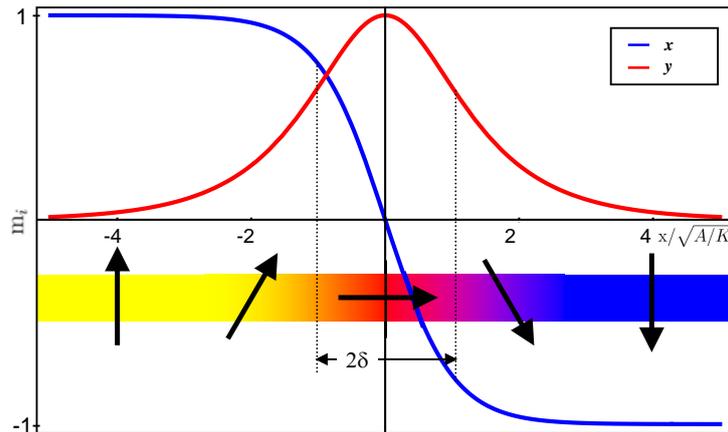


Abbildung 2.4.: Domänenwandprofil einer Blochwand gemäß Gleichung 2.36 für $\phi = 0$.

Für endlich ausgedehnte Volumenfestkörper mit $t \gg \delta$ ist die Bloch-Wand der bevorzugte Wandtyp, da sie auf der Wandfläche selbst keine magnetische Ladung generiert. Lediglich an den Oberflächen entstehen magnetische Ladungen deren Streufeld jedoch für $t \gg \delta$ zu vernachlässigen ist.

2.2.2. Domänenwände im dünnen Film

Reduziert man die Dicke t eines Quaders, so wächst das Verhältnis von Oberflächenladungen zu Wandvolumen einer Bloch-Wand reziprok zu seiner Dicke (siehe Abb. 2.5 (a)). Für dünne Filme ist die Streufeldenergie einer Bloch-Wand daher nicht mehr zu vernachlässigen.

Im Gegensatz zur Bloch-Wand erzeugt eine Wand deren Magnetisierung in der leichten Ebene dreht nur Volumenladungen. Die Anzahl dieser Volumenladungen nimmt dabei mit der Dicke des Quaders ab. In Abbildung 2.5 (b) ist der Rotationspfad einer Bloch- und einer Néel-Wand im Vergleich zu sehen. Louis Néel zeigte, dass im Fall dünner weichmagnetischer Filme ($t \approx 2\delta$) diese Néel-Wand energetisch günstiger ist als die Bloch-Wand (siehe Abb. 2.5 (a)) [58, 59, 60].

Für den Grenzfall ultradünner ($t \ll \delta$) Filme, in denen die magnetokristalline Anisotropie K einige Größenordnungen kleiner als die Formanisotropie ist, ergibt

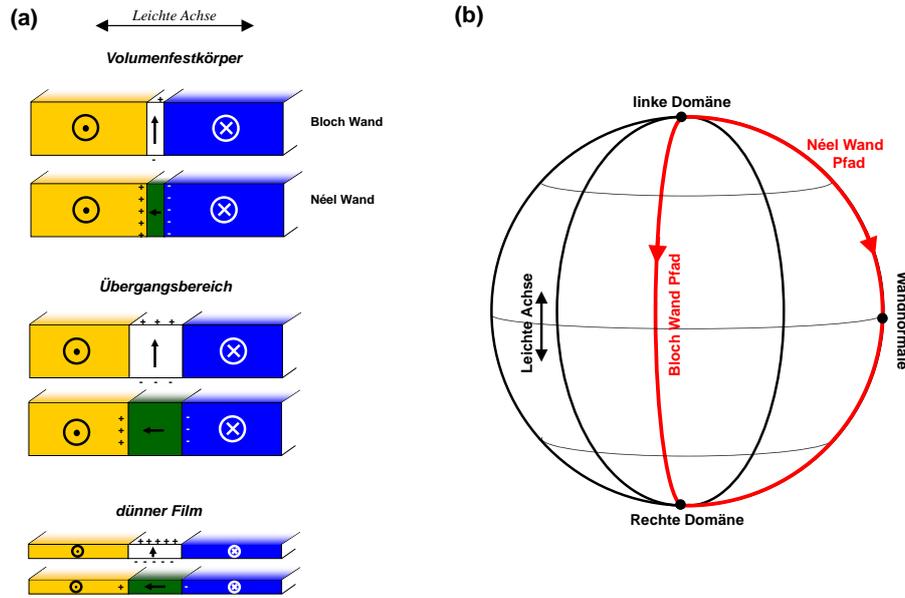


Abbildung 2.5.: (a) Schematische Darstellung der magnetischen Ladungsdichte von Bloch-Wand (weiß) und Néel-Wand (grün) als Funktion der Dicke eines Quaders. (b) Skizze des Rotationspfads einer Bloch- und einer Néel-Wand aus Ref. [53].

sich für die Wandenergie $\gamma_{\text{Néel}}$ und -breite $\delta_{\text{Néel}}$ der Néelwand

$$\gamma_{\text{Néel}} \approx \pi t M_s^2 \quad \text{und} \quad \delta_{\text{Néel}} = \pi \sqrt{\frac{2A}{K}} \quad (2.37)$$

In diesem Regime hängt die Wandenergie somit nur von der Streufeldenergie ab. Die Wandbreite ergibt sich aus dem Verhältnis von Austauschstärke und Stärke der magnetokristallinen Anisotropie. Gleichung 2.37 gilt für eine uniaxiale Anisotropie unter Vernachlässigung von K_2 . Für reale weichmagnetische Filme mit einem K_1 von typischerweise einigen 100 J/m^3 ergibt sich eine Wandbreite von etwa 100 nm (siehe Abb. 2.6). Im Grenzfall dicker Filme ($t \gg \delta$) ändern sich diese Parameter wie folgt [61]

$$\gamma_{\text{Néel}} = 4\pi \sqrt{\frac{A\mu_0 M_s^2}{2}} \quad \text{und} \quad \delta_{\text{Néel}} = \pi \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_s^2}} \quad (2.38)$$

Sowohl $\delta_{\text{Néel}}$ als auch $\gamma_{\text{Néel}}$ sind in diesem Grenzfall filmdickenunabhängig.

Abbildung 2.6 zeigt die berechneten Wandbreiten und Energiedichten von 180° Néel- und Bloch-Wänden als Funktion der Filmdicke in einem Bereich von $t < 180 \text{ nm}$ [50, 62].

Nach diesen Rechnungen ist die Néel-Wand bis zu einer Filmdicke von etwa 40 nm das Energieminimum. Ihre Breite sollte in ultradünnen Filmen theoretisch bis zu $1 \mu\text{m}$ anwachsen. Dies wurde so experimentell noch nicht beobachtet.

Bisher wurden nur 180° -Wände betrachtet. Wie Néel zeigte, hängt die Energie-

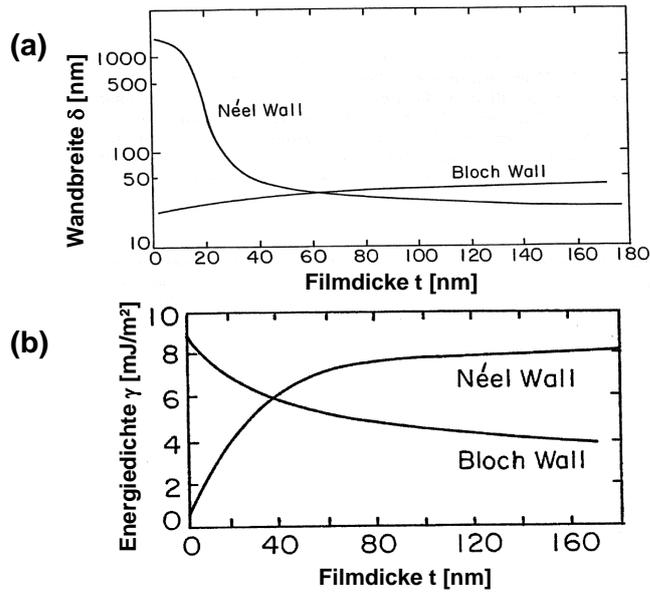


Abbildung 2.6.: (a) Wandbreite einer Bloch- und einer Néelwand als Funktion der Filmdicke. (b) Energie pro Einheitsfläche der Bloch-, Néel- und Stachelwand als Funktion der Filmdicke. Mit den Parametern $A = 1 \cdot 10^{-11}$ J/m, $\mu_0 M_s = 1$ T und $K_1 = 100$ J/m³. K_1 ist hier Entwicklungskoeffizient einer uniaxialen Anisotropie in der Filmebene. (Aus Ref. [50])

dichte einer Domänenwand jedoch auch signifikant von ihrem Drehwinkel ab [58]:

$$\gamma_{\text{Néel}} = \gamma_{\text{Néel}}^{180^\circ} \left(1 - \cos \left(\frac{\alpha}{2} \right) \right)^2 \quad (2.39)$$

Bloch- und Néel-Wände existieren zudem in zwei Konfigurationen entgegengesetzten Drehsinns. Sind diese energetisch äquivalent, so können beide Typen in einer Wand auftauchen. Die dadurch auftretenden Unterbrechungen im Wandverlauf werden Bloch-Linien genannt. Untersuchungen von Fe-Whiskern konnten zeigen, dass die 180° Bloch-Wände regelmäßig von solchen Bloch-Linien unterbrochen werden [63]. Das Auftreten dieses wechselnden Drehsinns der Wand kann energetisch über die Reduzierung von Streufeld begründet werden. Die Bloch-Linien erzeugen einen Flussschluss der Magnetisierung zwischen den Wandsegmenten.

Es existiert sogar ein Domänenwandtyp, welcher ausschließlich aus alternierenden Wandsegmenten aufgebaut ist. Diese Stachelwand (siehe Abb. 2.7) taucht bei Filmdicken auf, für welchen die 180° Bloch- und Néel-Wand energetisch vergleichbar sind. Das auffälligste Kennzeichen dieser Wand ist ihre zweidimensionale Oberflächenstruktur, wie diese in Abbildung 2.7) zu sehen ist [62, 64, 65, 66, 67, 68, 69].

Ihre Struktur besteht aus einem Ensemble eindimensionaler 90° Néel-Wände. Weit weg vom Zentrum steht die Magnetisierung parallel zur Wand und antiparallel zur gegenüberliegenden Domäne. Innerhalb der Wand gibt es stückweise glatte Abschnitte die näherungsweise divergenzfrei und somit domänenartig sind. Entlang einer Linie durch das Zentrum der Stachelwand ändert die Magnetisierung in regelmäßigen

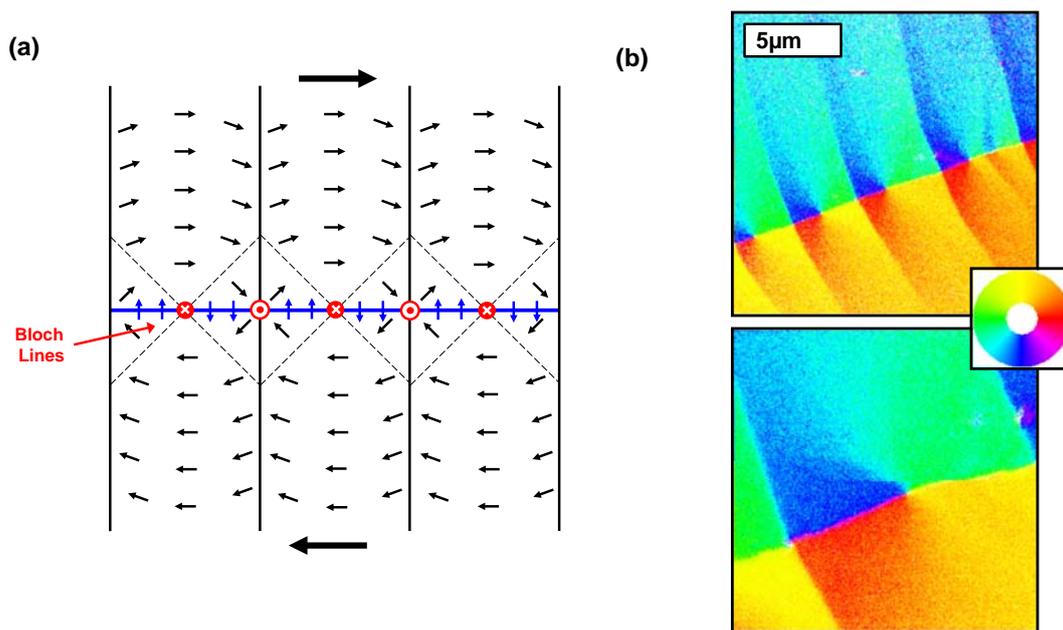


Abbildung 2.7.: (a) Skizze der zweidimensionalen Oberflächenstruktur und (b) SEMPA Aufnahme einer Stachelwand. In der SEMPA Aufnahme ist die Magnetisierungsrichtung in der Ebene anhand des Farbrads kodiert.

Abständen immer wieder sprunghaft ihre Richtung. Die Bloch-Linien werden dabei jeweils abwechselnd von einem Wirbel bzw. Anti-Wirbel umgeben. Zudem ist die Spin-Konfiguration von dieser Linie aus entlang der Wandachse Bloch-artig und senkrecht dazu Néel-artig.

In weichmagnetischen Permalloy-Filmen ist die Stachelwand trotz ihrer flächigen Struktur in einem Dickenbereich zwischen 30 nm und 80 nm der bevorzugte Wandtyp, da ihre 90° Néel-Wände energetisch deutlich günstiger sind als das 180° Pendant ($\gamma_{\text{Néel}}(90^\circ) = 0,086 \cdot \gamma_{\text{Néel}}(180^\circ)$ gemäß Gl.2.39).

2.2.3. Oberflächenstrukturen im Volumenfestkörper

Wie eingangs diskutiert ist die Bloch-Wand in Volumenfestkörpern der bevorzugte Wandtyp. Im Gegensatz zum dünnen Film skalieren ihre Eigenschaften nur mit der Austauschlänge der Anisotropie-Energie $\sqrt{A/K}$. Messungen der oberflächennahen Wandmagnetisierung von Materialien mit Dicken weit oberhalb des Néel-Bloch Übergangs (siehe Abb. 2.6) haben jedoch gezeigt, dass sich Bloch-Wände nahe der Oberfläche in Néel-Wände transformieren können (siehe Abb. 2.8) [70, 71, 72, 18]. Um Streufeldenergie zu vermeiden drehen dabei die Spins in der Nähe der Oberfläche langsam in dessen Ebene hinein. Die resultierende Wandbreite dieser Néel-Kappe ist in etwa zweimal so groß wie die der darunterliegenden Bloch-Wand.

Bei einer Änderung des Drehsinns in einer solchen Bloch-Wand mit Néel-Kappe gibt es nun drei unterschiedlich Konfigurationen für den Übergang eines Wandsegments zum nächsten, wie dies in Abbildung 2.9 dargestellt ist.

Die Bloch-Linie welche bis ins Innere des Volumenfestkörpers reicht ist an einem

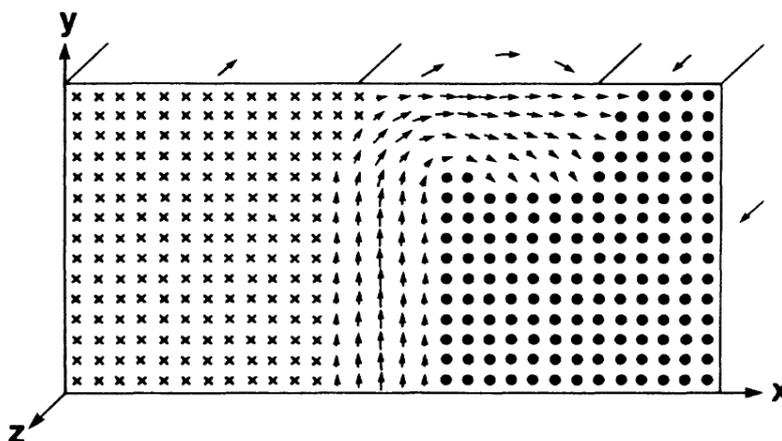


Abbildung 2.8.: Schematische Darstellung der berechneten Magnetisierungsverteilung in den oberen 200 nm des Querschnitts einer Eisenprobe. Aus Ref. [70]

charakteristischen Knick im Wandverlauf zu erkennen (Abb. 2.9 (a,b)). Dieser Knick setzt die Wandenergie herab, wie dies bei Shtrikman und Treves detailliert nachzulesen ist [73]. Dies kann von dem Umklappen der Néel Kappe begleitet werden (Abb. 2.9 (b)) oder auch nicht (Abb. 2.9 (a)). Klappt jedoch nur die Néel Kappe um (Abb. 2.9 (c)), so läuft die Wand ohne Knick weiter (Cap switch) [74, 75]. Scheinfein et al. fanden für die 180° Wand, dass der Schwerpunkt der Magnetisierungsprofile in entgegengesetzten Wandsegmenten bei einer Eisenprobe um 45 nm gegeneinander versetzt ist [76].

Eine weitere Oberflächenstruktur von Domänenwänden im Volumenfestkörper ist die V-Linie, welche im folgenden diskutiert wird. Abbildung 2.10 (a) zeigt zwei "Head-To-Head" zueinander orientierter Domänen, wie sie auf der Oberfläche eines Volumenfestkörpers auftauchen können. Allein aus der Betrachtung dieser Oberfläche muss man schließen, dass diese Konfiguration wohl nicht quellfrei ist da die Domänenwand im Zentrum Volumenladungen erzeugt. Im Volumenfestkörper kann diese Konfiguration jedoch zu dem Volumen-Domänenmuster aus Abbildung 2.10 (b) gehören, so dass der magnetische Fluss in sich also doch geschlossen ist. Diese Oberflächenwände kommen daher nur in Volumenfestkörpern vor und werden als V-Linien bezeichnet, da die Volumenwände an der Oberfläche in Form eines V zusammentreffen [77, 78, 53].

Zudem können an den V-Linien durch leichte Verdrehung der 90° Wände im Innern (Abbildung 2.10 (c)) Ladungen entgegengesetzten Vorzeichens generiert werden, welche die Oberflächenladungen besonders in der Nähe der V-Linie kompensieren [78]. Dies deckt sich mit der Beobachtung, dass V-Linien mit Bitter-Technik besonders schwer nachzuweisen sind [79].

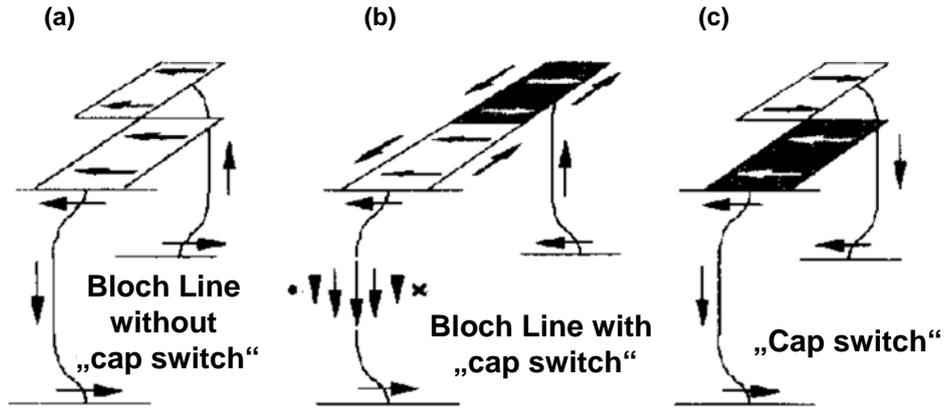


Abbildung 2.9.: Schematische Darstellung aller drei möglichen Übergänge bei Wechsel des Drehsinns in einer Domänenwand. (Aus Ref. [74])

2.3. Numerische Methoden

Die mikromagnetische Theorie beschreibt die Magnetisierung durch ein Vektorfeld mit konstantem Betrag $|\mathbf{M}(\mathbf{r})| = M_s$. Dieses Vektorfeld wird im Mikromagnetismus durch die Einheitsmagnetisierung $\mathbf{m}(\mathbf{r}) = \mathbf{M}(\mathbf{r})/M_s$ beschrieben [53, 80]. Integriert man über die Energiebeiträge aus Gleichung 2.4, so kann man für die freie Energie E_{tot} folgenden Ausdruck angeben:

$$E_{tot} = \int dV \left[A(\nabla \mathbf{m})^2 + \varepsilon_{MK}(\mathbf{m}) - \frac{\mu_0}{M_s} (\mathbf{H}_{ext} \mathbf{m} + \frac{1}{2} \mathbf{H}_{SF} \mathbf{m}) \right] \quad (2.40)$$

Durch Variation $\frac{\delta E_{tot}}{\delta \mathbf{m}} = 0$ gelangt man dann zu folgendem Differentialgleichungssystem in $\mathbf{m}(\mathbf{r})$:

$$-2A\Delta \mathbf{m} + \frac{\partial \varepsilon_{MK}(\mathbf{m})}{\partial \mathbf{m}} - M_s(\mathbf{H}_{ext} + \mathbf{H}_{SF}) = \lambda \mathbf{m} \quad (2.41)$$

Hierbei ist λ der Lagrange Multiplikator, welcher mit der Nebenbedingung $|\mathbf{m}| = 1$ assoziiert ist. Zusammen mit den Maxwell'schen Gleichungen

$$\text{div} \mu_0(\mathbf{H}_{SF} + \mathbf{M}) = 0 \quad (2.42)$$

$$\text{rot} \mathbf{H}_{SF} = 0 \quad (2.43)$$

bildet dies ein nichtlineares, nichtlokales, gekoppeltes Differentialgleichungssystem zur Beschreibung der statischen Magnetisierungsverteilung. Diese Formulierung ist auch als Brownsches Gleichungssystem bekannt [81, 82, 53].

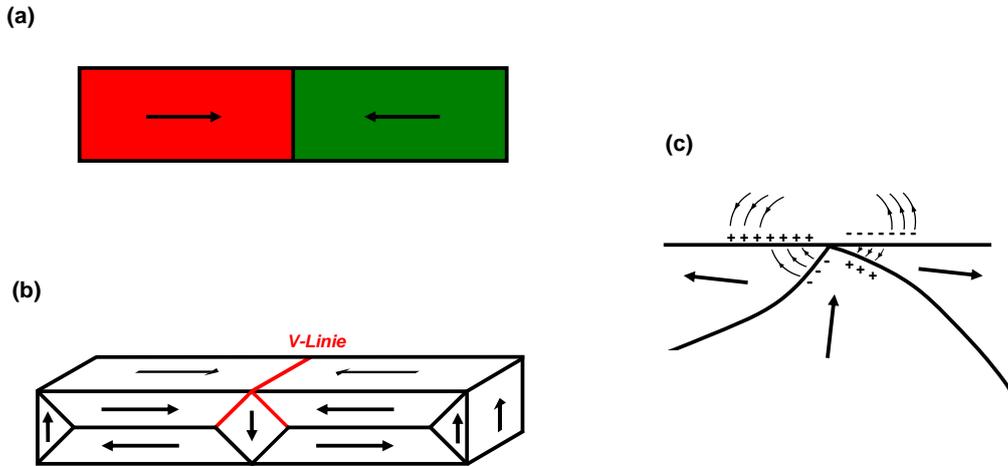


Abbildung 2.10.: Skizze (a) zweier "Head-To-Head" zueinander orientierter Domänen auf einer Oberfläche und (b) mögliche Fortsetzung des Domänenmusters im Volumen eines ferromagnetischen Festkörpers. Skizze zur Oberflächenladungsneutralisierung einer V-Wand durch Verschiebung der 90° Wände. ((c) aus Ref. [78])

Durch Einführung des effektiven, magnetischen Feldes

$$\mathbf{H}_{eff} = \underbrace{\frac{2A}{M_s} \Delta \mathbf{m}}_{H_{XC}} - \underbrace{\frac{1}{M_s} \frac{\partial \varepsilon_{MK}}{\partial \mathbf{m}}}_{H_{MK}} + \mathbf{H}_{ext} + \mathbf{H}_{SF} \quad (2.44)$$

kann die linke Seite von Gleichung 2.41 umgeschrieben werden zu $-M_s \cdot \mathbf{H}_{eff}$. Da im Gleichgewicht kein Drehmoment auf die Magnetisierung wirken darf muss in diesem Fall

$$\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} = 0 \quad (2.45)$$

gelten. Die Magnetisierung steht im Energieminimum daher parallel zu \mathbf{H}_{eff} . Die Erweiterung auf den dynamischen Fall ist möglich. Der mit dem magnetischen Moment verknüpfte Drehimpuls reagiert mit einem gyrotropen Verhalten auf eine Änderung der Magnetisierung sofern ein Drehmoment wie in Gleichung 2.45 existiert. Dann gilt

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} \quad (2.46)$$

γ ist dabei der gyromagnetische Faktor. Landau, Lifshitz und Gilbert entwickelten unter Verwendung dieses gyromagnetischen Effekts die Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung

chung zur Beschreibung der Dynamik eines magnetischen Systems [43, 83, 81, 53]:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = -\gamma(\mathbf{M} \times H_{eff}) - \lambda(\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times H_{eff})) \quad (2.47)$$

Der dimensionslose Dämpfungsfaktor λ beschreibt die Phänomene der Dissipation. Bei geringen Frequenzen überwiegt der Dämpfungsterm (rechter Summand der Gleichung 2.47). Der gyromagnetische Term, also der linke Summand, muss erst bei Frequenzen im GHz-Bereich berücksichtigt werden.

Die analytische Lösung des Brownschen Gleichungssystems ist nur in wenigen Fällen möglich. Um dennoch komplexe Probleme untersuchen zu können bedarf es einer numerischen Beschreibung des Differentialgleichungssystems. Durch rechnergestützte Simulationen können dann mikromagnetische Probleme gelöst werden. Einen besonderen Stellenwert nimmt dabei, mit etwa 80% der Rechenzeit und des Speicherbedarfes, die Berechnung des Streufeldes ein. Die Ursache für diesen mit Abstand zeitintensivsten Aufwand ist das Vielfachintegral aus Gleichung 2.23 und seine nichtlokalen Eigenschaften. Falls die Bedingungen für eine Fourier-Transformation erfüllt sind lässt sich diese Faltung in den drei Raumrichtungen durch eine Multiplikation im Frequenzraum ersetzen. Dies reduziert den Rechenaufwand von N^2 auf $N \log_2(N)$ und ist daher fester Bestandteil der meisten numerischen Algorithmen [84].

Die Implementierung eines Finite-Elemente oder Finite-Differenzen Algorithmus bedeutet eine Diskretisierung des Gebietes durch ein Netz mit geeigneten Stützstellen und der Interpolation der Parameter innerhalb dieser Elemente [85]. Für die Simulationen in Kapitel 5 wurde die Simulationssoftware OOMMF (**O**bject **O**riented **M**icro **M**agnetic **F**ramework) verwendet. Diese basiert auf einem Finite-Differenzen Algorithmus welcher sich gegenüber der Finite-Elemente Methode vor allem durch seine mathematische Einfachheit auszeichnet [86].

Zur numerischen Minimierung der Energie gibt es eine Vielzahl unterschiedlicher Verfahren. Im folgenden wird die von OOMMF verwendete Methode kurz vorgestellt. Ausgangspunkt ist Gleichung 2.45. Die Lösungsmethode basiert auf der Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung 2.47. Im Falle eines statischen Problems kann der gyromagnetische Effekt vernachlässigt werden und die Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung verkürzt sich zu:

$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = \frac{\lambda}{M_s} \mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H}_{eff}) \quad (2.48)$$

Diese Gleichung wird bei OOMMF als Grundlage eines Iterationsalgorithmus verwendet. Die Zeit wird dabei in Intervalle der Größe h unterteilt $t_k = t_0 + k \cdot h$. Gleichung 2.48 kann dann wie folgt umformuliert werden:

$$\mathbf{m}_{neu}(t_{k+1}) = \mathbf{m}_{alt}(t_k) - h \cdot \left(\frac{\lambda}{M_s} \mathbf{m}_{alt}(t_k) \times (\mathbf{m}_{alt}(t_k) \times \mathbf{H}_{eff}(t_k)) \right) \quad (2.49)$$

Typischerweise dauert die Berechnung der mikromagnetischen Struktur eines weichmagnetischen Drahtes mit den Dimensionen Breite $w=400$ nm und Länge $l=2000$ nm bei einer Diskretisierung durch rechteckige Zellen der Größe $5 \text{ nm} \times 5 \text{ nm}$ auf

einem Desktop PC mit einer 2,5 GHz Intel Xeon CPU und 2 GB RAM 6-8 h.

3. Rasterelektronenmikroskop mit Spin-Polarisationsdetektor

Als Pierre-Ernest Weiss 1907 seine Hypothese vorlegte, dass die Magnetisierung eines Ferromagneten in Gebiete unterschiedlicher, jedoch wohldefinierter Richtungen zerfällt [51] existierte keine Technik, um dies zu verifizieren. Erst 1931 wurde eine Methode vorgeschlagen, um die Existenz dieser magnetischen Domänen nachzuweisen [87, 88]. 1949 wurde mit dieser Bittertechnik erstmals die Domänenstruktur eines Eisenwhiskers abgebildet [89].

Seither wurden zahlreiche weitere Methoden zur Abbildung magnetischer Domänenmuster entwickelt. Die heute verbreitetsten Techniken sind: Optische Methoden, welche den Kerr- [90, 91, 92] oder Faraday- [93] Effekt nutzen, Lorentz Mikroskopie [94, 95], magnetische Röntgenholographie [96, 97], Photoelektronen Emissionsmikroskopie (PEEM) [98, 99], spinpolarisierte Niederenergie-Elektronenmikroskopie (SPLEEM) [100], spinpolarisierte Rastertunnel Mikroskopie (SP-STM) [101, 102], Magnetische Raster Kraft Mikroskopie (MFM) [103, 104, 105] und die Rasterelektronenmikroskopie mit Polarisationsanalyse (spin-SEM oder SEMPA) [13, 14, 15, 16, 18, 106, 107, 108]. Jede dieser Methoden hat ihre Vor- und Nachteile. Einen guten Überblick liefern die Artikel in Ref. [109, 110, 53, 111].

Die magnetischen Abbildungen in dieser Arbeit wurden überwiegend mit SEMPA aufgenommen. Diese Technik gründet auf den Untersuchungen zur Spinpolarisation von Sekundärelektronen (SE) [112, 16, 113]. Der Erwartungswert des Elektronenspins besitzt demnach bei spinpolarisierten SE eine Vorzugsrichtung. Diese Polarisationsrichtung ist unmittelbar mit der Magnetisierungsrichtung einer nur wenige Angström dicken Oberflächenschicht am Austrittspunkt der SE korreliert. Das Messprinzip des SEMPA basiert auf spinabhängiger Beugung der SE an Festkörperatomen. Das Verhältnis der Streuintensitäten jeweils gegenüberliegender Beugungsmaxima liefert hierbei ein direktes Maß für die Polarisationskomponente der SE senkrecht zur Streuebene. Zur Bilderzeugung wird die Objektoberfläche mit einem fokussierten Elektronenstrahl abgetastet. Das erste Experiment wurde 1984 von Koike et al. realisiert [13].

Durch seine hohe Oberflächensensitivität zeichnet sich SEMPA insbesondere bei der Untersuchung ferromagnetischer Dünnschicht-Systeme aus [114, 115, 18, 14]. Bis zu einem gewissen Grad spielt die Topographie der Oberflächen für die magnetische Abbildung keine Rolle. Mit vier Detektoren können beim SEMPA gleichzeitig die beiden Magnetisierungskomponenten in der Ebene gemessen werden. Durch einen 90° Umlenker im Strahlengang der Detektoroptik ist es zudem möglich die Senkrecht-Komponente der Magnetisierung abzubilden [116]. Die Ortsauflösung wird dabei im SEMPA einzig durch die Breite des scannenden Elektronenstrahls limitiert, wodurch in modernsten Experimenten Auflösungen <5 nm erreicht werden können [108]. Zu-

dem ist SEMPA keine durchstrahlende Technik, wodurch auch dicke Proben untersucht werden können. Ebenfalls ist das Mikroskopieren in Anwesenheit moderater Magnetfelder von etwa $\approx 0,1$ T möglich [117].

Wegen der geringen Effizienz der Polarisationsdetektoren sind jedoch vergleichsweise lange Belichtungszeiten von einigen Minuten nötig. Zudem muss das Experiment aufgrund der Beugung von Elektronen im Detektor zur Polarisationsmessung unter Ultrahochvakuumbedingungen betrieben werden.

Unter diesen Einschränkungen ist es jedoch möglich die Magnetisierungsverteilung an der Oberfläche einer Probe direkt, quantitativ und in hoher Auflösung zu messen.

Im Folgenden werden in Kapitel 3.1 zunächst die theoretischen Grundlagen des Detektionsprinzips diskutiert. In Kapitel 3.2 wird dann anschließend das, im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute SEMPA vorgestellt und unter experimentellen sowie konzeptionellen Gesichtspunkten diskutiert.

3.1. Theoretische Grundlagen

3.1.1. Spinpolarisation

Das Konzept des Elektronenspins zur Erklärung atomarer Emissionsspektren wurde von Pauli 1927 [118] und Dirac 1928 [119] theoretisch eingeführt. Es besagt, dass die Elementarteilchen nicht nur eine Ruhemasse sowie eine wohldefinierte elektrische Ladung $\pm e$ besitzen, sondern auch einen Eigendrehimpuls (Spin) \mathbf{s} . Dieser hängt, im Gegensatz zum Bahndrehimpuls nicht vom Bewegungszustand des Teilchens ab. Der Spin ist somit eine innere Eigenschaft der Teilchen. Beispielsweise tragen Elektron, Myon, Proton und Neutron den Spin $1/2$. Physikalisch manifestiert sich der Spin $1/2$ dieser Teilchen durch das damit verbundene magnetische Moment $\boldsymbol{\mu}$, dessen Betrag proportional zum sogenannten Bohrschen Magneton μ_B ist.

$$|\boldsymbol{\mu}| = \frac{1}{2}g\mu_B \quad \text{mit} \quad \mu_B := \frac{eh}{4\pi mc} \quad (3.1)$$

Dabei ist g das gyromagnetische Verhältnis, welches bei elektrisch geladenen Teilchen in erster Näherung den Wert 2 hat, e die elektrische Elementarladung und m die Masse.

Weiter ist der Spin eine quantenmechanische Observable, welche durch den Operator $\mathbf{s} = (s_x, s_y, s_z) = \hbar/2\boldsymbol{\sigma}$ dargestellt werden kann, wobei $\boldsymbol{\sigma}$ die Paulischen Spinmatrizen bezeichnet. Dieser Operator erfüllt die Vertauschungsrelationen des Drehimpulses¹.

Der Hilbertraum \mathcal{H} der Spin $1/2$ Teilchen lässt sich durch die Eigenzustände von σ_z

$$|\uparrow\rangle_z = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}; \quad |\downarrow\rangle_z = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (3.2)$$

¹ $s_x s_y - s_y s_x = i\hbar s_z$

aufspannen. Jeder gemischte Spinzustand $|\chi\rangle$ lässt sich dann als Linearkombination

$$|\chi\rangle = \alpha|\uparrow\rangle_z + \beta|\downarrow\rangle_z \quad (3.3)$$

dieser Eigenzustände darstellen. Die Polarisation solch eines Zustandes ist nun durch den Erwartungswert des Spinoperators $\langle\chi|\sigma|\chi\rangle$ definiert. Die Polarisation bezüglich der Raumrichtung z lässt sich dann schreiben als

$$P_z = \frac{\langle\chi|\sigma_z|\chi\rangle}{\langle\chi|\chi\rangle} \quad (3.4)$$

$$= \frac{N_\uparrow - N_\downarrow}{N_\uparrow + N_\downarrow} \quad (3.5)$$

wobei $N_\uparrow(N_\downarrow)$ die Anzahl der Elektronen mit Spin parallel (antiparallel) zu z -Achse ist.

3.1.2. Spin-Bahn-Wechselwirkung bei der Elektron-Atom-Streuung

Auf das Konzept des Elektronenspins von Pauli und Dirac [119, 118] gründete dann Mott 1932 seine Theorie der Atomstreuung unter Einbeziehung der Spin-Bahn-Wechselwirkung [120]. Auf Grundlage dieser Theorie wurde vorhergesagt, dass bei dieser Wechselwirkung Spinpolarisations-Effekte auftreten können. Dies soll im Folgenden kurz veranschaulicht werden: Bewegt sich ein Elektron mit der Geschwindigkeit \mathbf{v} in dem elektrischen Feld \mathbf{E} eines radialsymmetrischen Zentralpotentials, so findet ein Beobachter im Ruhesystem des Elektrons ein magnetisches Feld vor

$$\mathbf{B} = -\frac{1}{c}\mathbf{v} \times \mathbf{E} \quad (3.6)$$

Die Wechselwirkung mit dem magnetischen Moment des Elektrons $\boldsymbol{\mu}$ erzeugt dabei die Wechselwirkungsenergie der Spin-Bahn-Kopplung

$$U_{SB} = -\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B} = -\frac{e\hbar}{2m^2c^2}\boldsymbol{\sigma}[\mathbf{E} \times \mathbf{p}] \quad (3.7)$$

Für das Coulomb-Potential $\phi(r) = -\frac{Ze^2}{r}$ ergibt sich dann

$$U_{SB} \propto \frac{Z}{r^3}\mathbf{s} \cdot \mathbf{l} \quad (3.8)$$

wobei $\mathbf{l} = \mathbf{r} \times \mathbf{p}$ der Bahndrehimpuls ist. Für den Fall der Streuung an einer Punktladung bedeutet dies, dass sich das effektive Streupotential $V_{eff} = V_C \pm U_{SB}$ je nach Orientierung des Spins unterscheidet. Diese Spin-Abhängigkeit im Wechselwirkungspotentials überträgt sich auf die Streuquerschnitte. Bei der Betrachtung des differentiellen Wirkungsquerschnitts als Funktion des Streuwinkels findet man, dass starke Polarisationseffekte mit Minima in der Intensität einhergehen. Dies ist für die Anwendung in einem Detektorsystem ungünstig [116, 15, 121, 122, 123].

Wegen der r^3 Abhängigkeit im Nenner findet die Spin-Bahn-Wechselwirkung vornehmlich in Kernnähe statt. Wegen $U_{SB} \propto Z$ sind Polarisierungseffekte aufgrund von Spin-Bahn-Wechselwirkung am stärksten für schwere Elemente wie z.B. W, Au oder Pt.

1943 konnte dann erstmals bei der Streuung von Elektronen mit Energien von 100 keV an Goldatomen der Polarisationsnachweis erbracht werden [124].

3.1.3. Spinpolarisation bei der Beugung an Oberflächen

Die Regel, dass Minima in der Streuintensität mit Maxima der Polarisierungseffekte korrelieren wird bei der Elektronenbeugung an Oberflächen (**L**ow **E**nergy **E**lectron **D**iffraction) aufgehoben [125, 126, 127, 128, 129, 130, 116]. Dies macht LEED zu einem attraktiven physikalischen Wechselwirkungsprinzip für Erzeugung und Detektion spinpolarisierter Elektronen [113, 131, 132, 133].

Die Beugung eines Elektrons an einem Atom kann in einfachster Näherung mit Hilfe des Huygens-Fresnelschen Prinzips (kinematische Näherung) beschrieben werden. Die spinabhängige Beschreibung dieses Prozesses kann dann durch die zwei folgenden Streuamplituden charakterisiert werden [130, 113]

$$f(\Theta) = \sum_{l=0}^{\infty} \left\{ (l+1)(\exp(2i\delta_l^+) - 1) + l(\exp(2i\delta_l^-) - 1) \right\} P_l^0(\cos(\theta)) \quad (3.9)$$

$$g(\Theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=1}^{\infty} \left\{ -\exp(2i\delta_l^+) + \exp(2i\delta_l^-) \right\} P_l^1(\cos(\theta)) \quad (3.10)$$

Hier sind P_l^m die Legendre Polynome, Θ der Streuwinkel, δ_l^\pm die Streuphasen (+,- entspricht den Spinrichtungen) und $k = \frac{\sqrt{2m_e E}}{h}$. Der differentielle Streuquerschnitt ist dann gegeben als

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\Theta)|^2 + |g(\Theta)|^2 \quad (3.11)$$

und der Polarisationsgrad des gebeugten Strahls ist

$$P = i \frac{fg^* - f^*g}{d\sigma/d\Omega} \quad (3.12)$$

Die Richtung der Polarisierung weist dabei immer senkrecht zur Streuebene.

Betrachtet man nun ein Gitter periodisch angeordneter Atome, so ist für die Beschreibung der Streuung wie folgt die Summe über alle Atome zu bilden

$$F(\Theta) = \sum_m f_m \exp(i\Delta\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_m) \quad (3.13)$$

$$G(\Theta) = \sum_m g_m \exp(i\Delta\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_m) \quad (3.14)$$

wobei \mathbf{r}_m der Positionsvektor der Atome, Θ der Winkel zwischen dem Wellenvektor des einfallenden \mathbf{k} und des gebeugten \mathbf{k}' Strahls und $\Delta\mathbf{k} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$ ist. Für den

Fall, dass alle Atome des Gitters identisch sind, können die Streuamplituden der Atome vor die Summe gezogen werden. Für Intensität I und Polarisationsgrad P des gestreuten Strahls ergibt sich dann

$$I(\Theta) = FF^* + GG^* = (|f|^2 + |g|^2) \sum_{m,n} \exp(i\Delta\mathbf{k}(\mathbf{r}_m - \mathbf{r}_n)) \quad (3.15)$$

$$P(\Theta) = i \frac{fg^* - f^*g}{d\sigma/d\Omega} \quad (3.16)$$

Bei der Beugung an einer Kristalloberfläche sind die Maxima der Intensität demnach durch die Bragg Bedingung gegeben

$$\Delta\mathbf{k} = 2\pi\mathbf{g} \quad (3.17)$$

wobei \mathbf{g} der reziproke Gittervektor ist. Die Intensität ist also eine Funktion des Kristallgitters. Der Polarisationsgrad hingegen ist derselbe wie man ihn bei der Streuung am Atom erhält. Die Spinpolarisation ist demnach eine atomare Eigenschaft². Somit besteht bei der Elektronenbeugung an Kristallen die Möglichkeit in der Nähe von Polarisationsmaxima hohe Intensitäten zu erhalten.

Bei LEED Streuung tritt jedoch stets mehr oder weniger starke Mehrfachstreuung auf wodurch eine Verwendung der kinematischen Näherung nur in seltenen Fällen gerechtfertigt ist. In einer erweiterten dynamischen Theorie hängt auch der Polarisationsgrad zu einem gewissen Grad von der Kristallstruktur ab. Ebenso weist das Intensitätsprofil eine komplexere Struktur auf bei der die ausgeprägten Hauptmaxima meist nicht direkt an den Bragg Positionen zu finden sind.

Obwohl die Mehrfachstreuung die einfachen Zusammenhänge von Intensität und Spin-Polarisation, wie sie oben vorgestellt wurden, zunichte macht, ändert sich das wesentliche Ergebnis nicht: Bei der Elektronenbeugung am Kristall existiert keine direkte Korrelation zwischen Intensitätsminima und Polarisationsmaximum.

Eine kurze Betrachtung zur Symmetrie der Beugung an Oberflächen liefert noch eine weitere wichtige Erkenntnis für die Verwendung der LEED Beugung als Polarisations-Detektor-System: Im Gegensatz zur Streuung am Atom können im gestreuten Strahl jedwede Polarisationskomponenten auftreten, so im speziellen auch solche in der Streuebene. Fällt jedoch die Streuebene mit einer Spiegelebene des Kristalls zusammen, so treten nur Polarisationskomponenten senkrecht zur Streuebene auf. Dies wird sofort klar, vergleicht man das Experiment mit seinem Spiegelbild, muss es bei Zeitinversion doch spiegelinvariant verlaufen. Da der Polarisationsvektor ein axialer Vektor ist wechselt jede seiner Komponenten bei Spiegelung das Vorzeichen. Das Experiment ist also nur dann spiegelinvariant, wenn die Komponenten des Polarisationsvektors parallel zur Streuebene identisch verschwinden. Der Polarisationsvektor des gestreuten Strahls steht also senkrecht zur Spiegelebene.

Untersuchungen zu Spinpolarisations-Effekten bei der Beugung an Oberflächen sind seit den 1970er Jahren Gegenstand der Forschung. Die theoretischen Vorarbeiten hierfür wurden von Jennings und Feder geleistet [129, 128, 116, 132, 125, 126, 127]. Erste Polarisierungseffekte bei elastischer Streuung an W, Au und Pt wurden

²Gilt exakt nur in kinematischer Näherung.

von Loth 1967 gefunden [134]. 1975 wurde dann ein Mott Detektor verwendet, um die Streuung an Wolfram-Einkristallen zu untersuchen [135]. Weitere Beiträge kamen von Pierce und Celotta [136] sowie von Kirschner und Feder [131].

3.1.4. Spinpolarisierte Sekundärelektronen

Dringt ein Primärelektron (PE) oder Photon mit einer Energie E in ein Material ein, so kann es ein gebundenes Elektron durch Coulomb Wechselwirkung oder durch den inneren photoelektrischen Effekt [137] aus seinem Grundzustand heraus anregen. Die angeregten Elektronen können sowohl aus kernnahen Zuständen oder aus Valenzbändern stammen. Für die folgende Relaxation des Atoms gibt es je nach Lebensdauer des angeregten Zustands sowie der energetischen Lage des angeregten Elektrons mehrere Möglichkeiten [138, 139, 140]. Überwindet das angeregte Elektron die Kernanziehung, so kann es sich zunächst frei im Material bewegen. Durch Coulomb Wechselwirkung regt dieses Elektron weitere Elektronen an und löst damit eine ganze Elektronenkaskade aus. Die zur Verfügung stehende Anregungsenergie nimmt dabei proportional zur Anzahl der Stöße beständig ab. Die meisten der Kaskaden-Elektronen stammen daher aus dem Valenzband.

Nur ein gewisser Anteil der angeregten Elektronen tritt schließlich als Sekundär-(SE) Rückstreu- (RE) oder Auger-Elektron aus dem Material aus³. Dies ist abhängig von Energie, Impuls, Startwinkel, Starttiefe und Streuzentrendichte, wie dies im Detail in Ref.[141, 142, 143] nachzulesen ist.

Im Fall der SE ist die Art der ersten Anregung irrelevant für ihre Energieverteilung nach dem Austritt aus dem Material. Diese wird ausschließlich durch den Kaskadenprozess bestimmt [144]. Allein die Lage des Maximums wird noch durch die Potentialbarriere der Oberfläche (Austrittsarbeit ϕ_W) verschoben. Diese Energieabhängigkeit $N(E_{SE})$ kann näherungsweise mit einer analytischen Funktion beschrieben werden

$$N(E_{SE}) \propto \frac{E_{SE}}{(E_{SE} + \phi_W)^4} \quad (3.18)$$

In Abbildung 3.1 (b) ist dies für Eisen und Nickel grafisch dargestellt.

Die Polarisation der Valenzelektronen innerhalb eines ferromagnetischen Materials ist gegeben durch

$$\tilde{P} = \frac{\tilde{N} \uparrow - \tilde{N} \downarrow}{\tilde{N} \uparrow + \tilde{N} \downarrow} = \frac{n_B}{n_V} \quad (3.19)$$

wobei $\tilde{N} \uparrow$ ($\tilde{N} \downarrow$) die Anzahl der Valenzelektronen mit Spin-up (Spin-down) pro Atom ist, n_V die Anzahl der Valenzelektronen pro Atom und n_B das atomare magnetische Moment in Bohr Magneton. Die Polarisation der SE mit Energien > 20 eV kann als Maß für die mittlere Valenzbandpolarisation herangezogen werden [145]. Darunter gibt es eine deutliche Abhängigkeit der Polarisation der Sekundärelektronen von ih-

³SE haben per definition eine Energie von (0-50) eV. RE hingegen besitzen fast noch die komplette Energie des PE

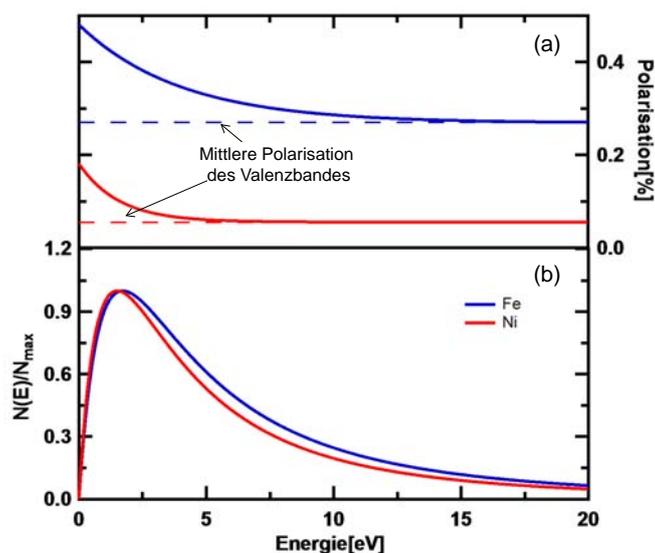


Abbildung 3.1.: (a) Polarisation der Sekundärelektronen. Die Kurvenfunktion wurde anhand der experimentellen Ergebnissen aus [145, 146, 147] entwickelt. Die Anpassungsparameter für Fe (Ni) sind hierfür wie folgt festgelegt $P_1=0,56$ ($0,3075$), $P_2=0,44$ ($0,6984$) und $E_H = 4$ eV ($1,56$ eV) (Aus Ref. [109]). Die Werte $P(0)$ entsprechen in dieser Darstellung den experimentellen Ergebnissen. Die gestrichelten Linien markieren den mittleren Polarisationswert des Valenzbandes ($P_V(\text{Fe}) = n_B/n_V = 2,2/8 = 0,275$, $P_V(\text{Ni}) = 0,055$). (b) Intensitätsverteilung der Sekundärelektronen für Eisen und Nickel. Die Austrittsarbeit für Fe (Ni) sind $4,5$ eV ($5,15$ eV) [148].

rer kinetischen Energie. Ein Grund hierfür ist die Differenz in der mittleren freien Weglänge (Streuquerschnitten) zwischen Elektronen unterschiedlicher Spineinstellung in Abhängigkeit von der Probenmagnetisierung. Die mittlere freie Weglänge ist dabei für Majoritätselektronen größer. Dieser Effekt ist besonders stark für kinetische Energie < 10 eV ausgeprägt, da gerade hier die d-Band Minoritätslöcher liegen an welchen die Streuung stattfindet [149].⁴

Für Anregungsenergien oberhalb von 1 keV können die experimentellen Daten für die energieabhängige Polarisationsverteilung $P(E_{SE})$ der Sekundärelektronen von Co, Fe und Ni [145, 146, 147] mit einer Funktion angenähert werden (Aus Ref. [109])

$$P(E_{SE}) = P_1 + P_2 \exp(-E_{SE}/E_H) \quad (3.20)$$

Dies ist in Abbildung 3.1 (a) für Kobalt und Nickel grafisch dargestellt. Die Werte für die Parameter $P_{1,2}$ und E_H finden sich in der Bildunterschrift von Abbildung 3.1.

⁴In einigen Arbeiten wird hingegen ein inelastischer Spin-Flip Mechanismus (Stoner-Excitation) für diesen starken Effekt bei Energien < 10 eV verantwortlich gemacht [150, 146, 151, 152, 153].

3.1.5. LEED als Spinpolarisations-Detektor

Für den Einsatz von LEED als Spin-Detektor werden die spinabhängigen Intensitäten der (2, 0) Reflexe des W(001) bei 104,5 eV als Maß für den Polarisationsgrad des einfallenden Strahls verwendet. Die Polarisation des einfallenden Strahls ist \mathbf{P} und sein Wellenvektor $\mathbf{k} \parallel \mathbf{e}_z$. Der gebeugte Strahl hat die Polarisation \mathbf{P}' und den Wellenvektor \mathbf{k}' . Betrachtet man den Fall senkrechter Inzidenz und damit senkrecht zu den beiden Spiegelebenen des W(001), so steht der gestreuten Polarisationsvektors \mathbf{P}' senkrecht zu diesen:

$$\mathbf{P}' \parallel \frac{\mathbf{k} \times \mathbf{k}'}{|\mathbf{k} \times \mathbf{k}'|} \quad (3.21)$$

Nach der Beugung hat \mathbf{P}' daher keine Komponenten parallel zur Streuebene (siehe Kap. 3.1.3). Der LEED Detektor in SEMPA kann daher ausschließlich die transversalen Polarisationskomponenten des einfallenden SE Strahls abbilden.

Um die longitudinale Polarisationskomponente mit dem LEED Detektor nachzuweisen, muss daher entweder ein 90°-Umlenkung in den Strahlengang eingebaut werden [116] oder der Spin über eine kontrollierte Präzession gedreht werden [154]. Hierdurch stellt sich die ursprünglich longitudinale Komponente für die Beugung als transversale dar. Eine 90°-Umlenkung kann durch die Verwendung eines 90°-Ausschnittes eines Zylinderspiegelanalysators realisiert werden (Kap. 3.2.4).

Die Komponenten des Polarisationsvektors werden im SEMPA durch die Magnetisierungsverteilung der Probenoberfläche festgelegt. Eine Drehung der Probe um den Winkel α kann daher als eine Drehung α des Polarisationsvektors um \mathbf{e}_z aufgefasst werden. Durch eine Rotation um $\alpha = 90^\circ$ vertauschen demnach die transversalen Komponenten des Polarisationsvektors miteinander. Dreht man die Probe daher zwischen zwei Aufnahmen um 90° gegeneinander, so liefern diese beiden Messungen die vollständige, vektorielle Information der Oberflächenmagnetisierung.

Die mit einem LEED Detektor gemessenen Intensitäten hängen neben dem Polarisationsgrad der Sekundärelektronen P auch noch von Spinsensitivität S und Reflektivität R des Detektorkristalls ab. Bei Polarisation P des einfallenden Strahls in +y Richtung gilt für die gemessenen Intensitäten

$$I_{(2,0)} = I_0 \cdot R(E)[1 + P \cdot S(E)] \quad (3.22)$$

$$I_{(\bar{2},0)} = I_0 \cdot R(E)[1 - P \cdot S(E)] \quad (3.23)$$

Die experimentellen Gegebenheiten und Anforderungen an einen LEED Detektor in einem Rasterelektronenmikroskop zur Polarisationsanalyse (SEMPA oder spin-SEM) für die vektorielle Abbildung der Magnetisierungsverteilung von Oberflächen unterscheiden sich klar von denen eines klassischen Spektroskopie-Experiments [133]. Besonders die Verwendung eines monochromatischen Elektronenstrahls ist mit Blick auf das Signal-zu-Rausch Verhältnis (SNR) ungeeignet. Will man die Magnetisierungsverteilung einer Oberfläche mit typischerweise einigen 10000 Pixeln in vernünftigen Messzeiten abbilden ist es vielmehr notwendig möglichst viele Sekundärelektronen einzusammeln.

Von einem guten Polarisationsdetektor für das SEMPA ist zu erwarten, dass er ho-

he Polarisationsempfindlichkeit mit hoher Effizienz verbindet, was sich im Verhältnis von nachgewiesenem Strom I (gemessen als Einzelelektronenzählrate) zu einfallendem Elektronenstrom I_0 ausdrückt. Der statistische Fehler in der Bestimmung des Polarisationsgrades P ist, unter der Annahme eines vernachlässigbaren Untergrunds und bei bekannter Spinsensitivität S durch die Zählerstatistik gegeben. Unter der Annahme einer Poisson-Verteilung kann für den statistischen Fehler ΔP einer Polarisationsmessung in einer gegebenen Messzeit folgender Ausdruck abgeleitet werden [155]

$$\Delta P = \frac{1}{\sqrt{NS^2}} \quad (3.24)$$

Hierbei ist N die Anzahl der detektierten Elektronen. Da $N = N(2, 0) + N(\hat{2}, 0)$ proportional zur R ist minimiert man ΔP indem man $R \cdot S^2$ maximiert. Diese als **Figure-Of-Merit** (FOM) bekannte Gütezahl (oder Effizienz) wurde ursprünglich für den Mott-Detektoren abgeleitet. Sie dient dem Vergleich des monochromatischen Spitzenwertes eines Polarisationsdetektors. Zur Beurteilung der Bildqualität Q eines breitbandigen spin-SEM ist sie jedoch nicht geeignet da diese neben R und S auch noch wesentlich durch die Energie- $N(E_{SE})$ und Polarisationsverteilung $P(E_{SE})$ der einfallenden Sekundärelektronen bestimmt wird. Zur Bewertung von Q bietet es sich daher an die Transmission T

$$T(U) = \int_{E_{SE}=E_1}^{E_2} N(E_{SE})R(U + E_{SE})dE_{SE} \quad (3.25)$$

und die Asymmetrie A ⁵

$$\begin{aligned} A(U) &= \frac{N(2, 0) - N(\hat{2}, 0)}{N(2, 0) + N(\hat{2}, 0)} \quad (3.26) \\ &= \frac{1}{T(U)} \int_{E_{SE}=E_1}^{E_2} N(E_{SE})P(E_{SE})S(U + E_{SE})R(U + E_{SE})dE_{SE} \quad (3.27) \end{aligned}$$

zu betrachten. $U = E - E_{SE}$ ist dabei das Streupotential des Kristalls. Die Bildqualität Q kann anhand dieser Größen wie folgt definiert werden (Aus Ref.[107])

$$Q(U) := 2A(U)^2T(U) \quad (3.28)$$

Der ideale Detektor

Betrachtet man nun zunächst einen idealen Detektor mit $R(U + E_{SE}) = R = 1$ und $S(U + E_{SE}) = S = 1$, so reduziert sich Q auf folgenden Ausdruck

$$Q = \frac{\left(\int_{E_{SE}=E_1}^{E_2} N(E_{SE})P(E_{SE}) \right)^2}{\int_{E_{SE}=E_1}^{E_2} N(E_{SE})} \quad (3.29)$$

⁵A ist letztendlich für den magnetischen Bildkontrast verantwortlich

Für diesen idealen Detektor sind in Abbildung 3.2 Q, T und A als Funktion eines Energiefensters zwischen 0 eV und E_2 . Für P und N wurden die Werte von Eisen verwendet. Die Transmission ist in Abbildung 3.2 (a) dargestellt. Eine Verbreiterung des Energiefensters bewirkt einen stetigen Anstieg. Bei etwa 10 eV Fensterbreite ist ein Wendepunkt im Kurvenverlauf zu erkennen. Die Transmission beträgt hier etwa 80% ihres Maximalwertes. Da hochpolarisierte Elektronen nur bei kleinen Energien vorkommen ist das Verhalten der Asymmetrie (Abb. 3.2 (b)) gegenläufig⁶. Diese fällt von etwa 0,47 im schmalbandigen Fall um 0 eV auf 0,32 bei einem Fenster von 50 eV. Bei einer Breite von 10 eV ist sie allerdings schon bis auf 0,35 abgefallen. Hohe Asymmetrien erreicht man demnach mit einem schmalen Energiefenster. Die Qualität (Abb. 3.2 (c)) steigt ebenso wie die Transmission stetig an. Bei etwa 7 eV hat sie etwa 80% ihres Maximalwertes erreicht. Ein Energiefenster von 10 eV reicht aus, um 90% der maximalen Qualität zu erzielen.

Qualitativ ändern sich diese Ergebnisse nicht, bezieht man in die Rechnung noch die energieabhängigen Größen $R(E)$ und $S(E)$ mit ein (siehe Abb.3.3). Dies ist im Detail in Ref. [107] nachzulesen. Bezieht man noch die Variation des Winkels des (2,0) Reflexes als Funktion der Energie in die Betrachtung mit ein, so ist eine Fensterbreite von (10-15) eV ein sinnvoller Kompromiss.

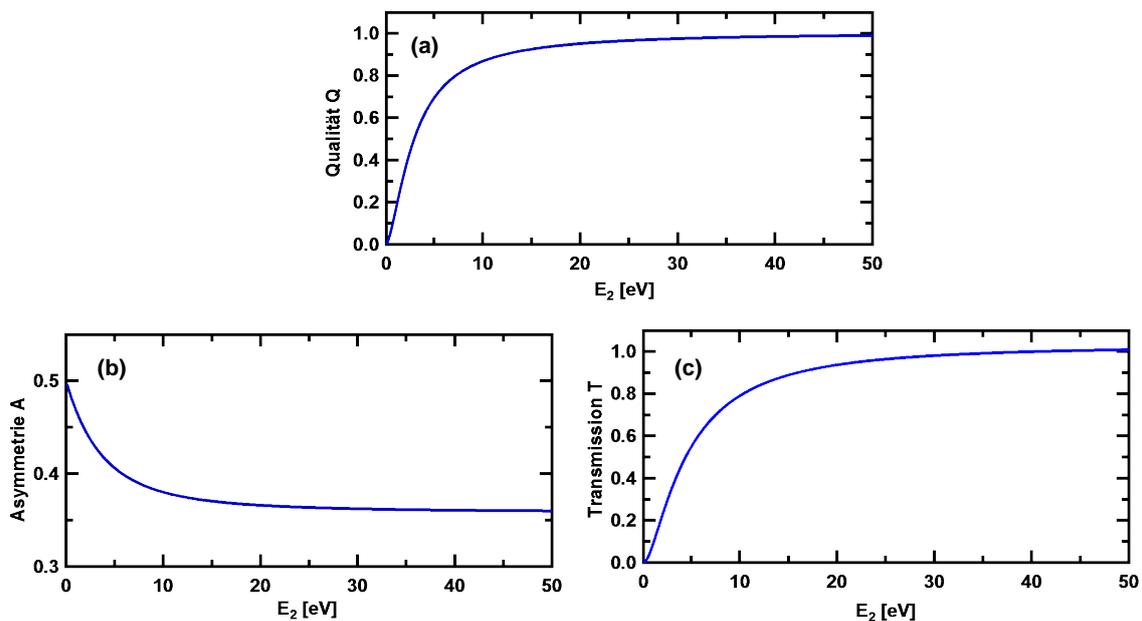


Abbildung 3.2.: Transmission (a), Asymmetrie (b) und Qualität (c) des idealen Detektors mit Reflektivität $R(U + E_{SE}) = R = 1$ und Sensitivität $S(U + E_{SE}) = S = 1$ als Funktion der Energiefensterbreite von 0 eV bis E_2 . Eine Energiebreite von 10eV reicht aus, um 90% der maximalen Qualität zu erzielen.

⁶Vergl. hierzu Abb. 3.1

Arbeitspunkt des realen Detektors

Um das Verhalten eines realen LEED Spin-Polarisationsdetektors zu bewerten betrachte man die experimentellen Ergebnisse des monochromatischen Doppelbeugungsexperiment [113] an W(001) in Abbildung 3.3. Abgebildet sind S, R und die Güte $FOM = |S| \cdot S \cdot R$ als Funktion der kinetischen Energie der Elektronen. Ein sinnvollen Arbeitspunkt für den LEED Detektor findet sich bei etwa 104,5 eV. An diesem Arbeitspunkt erhält man zum einen eine hohe Güte, zum anderen ist der Einfluss kleiner Winkelabweichungen auf S gering [113]. Weiter ist der Verlauf von S um diesen Punkt relativ flach. Somit ist dieser Arbeitspunkt einigermaßen stabil gegenüber apparativer Asymmetrie.

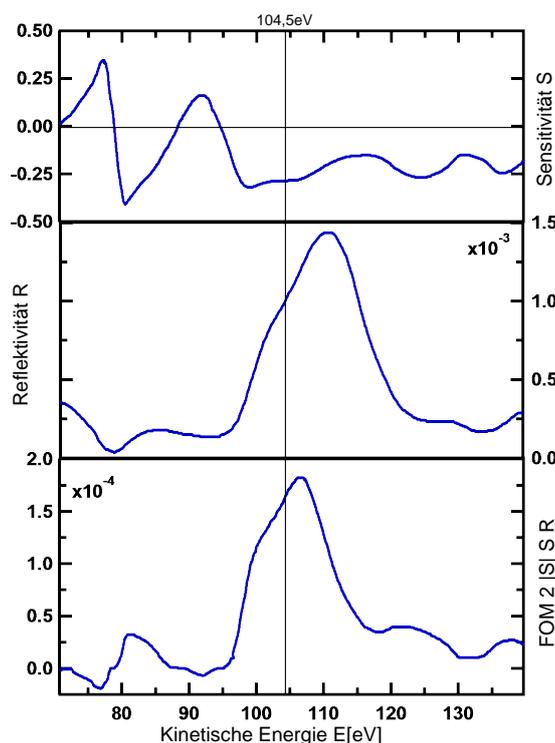


Abbildung 3.3.: Eigenschaften der spinabhängigen Streuung an einer W(001) Oberfläche. Abgebildet sind die energieabhängige Spin-Empfindlichkeit S, die Reflektivität R und die resultierende $FOM = |S| \cdot S \cdot R$ der gebeugten (2,0) Strahlen für senkrechtem Einfall. Daten aus Ref. [113].

In einem Intervall von ± 10 eV um den Arbeitspunkt erfahren R und S signifikante Änderungen. 9 eV unterhalb des Arbeitspunktes erfährt die Polarisationssensitivität sogar einen Vorzeichenwechsel. Eine zu breite Energieverteilung würde sich demnach negativ auf die Detektorqualität auswirken. Das leicht asymmetrische Profil der FOM im Energiebereich von etwa 99 eV bis 112 eV passt jedoch gut mit der Form der Sekundärelektronenverteilung (Abb. 3.1) zusammen. Ein Energiefenster von (10-15) eV stellt sich somit auch in Hinblick auf die Detektorqualitäten R, S und FOM als eine sinnvolle Wahl heraus, mit welcher die Leistungsfähigkeit gegenüber dem monochromatischen Detektor im Hinblick auf Bildgebung optimal erhöht werden kann.

3.2. Experimentelle Gesichtspunkte

In diesem Kapitel wird das SEMPA unter konstruktiven sowie experimentellen Aspekten diskutiert. Zunächst folgt eine kurze Einführung in das grundlegende Funktionsprinzip einer SEMPA Messung (Kap. 3.2.1). Im Anschluss werden wesentliche Störquellen für das Experiment diskutiert (Kap. 3.2.2). Daraufhin befasst sich das Kapitel 3.2.3 mit konstruktiven Methoden zur Optimierung des SEMPA Experiments. Schließlich werden die Details des, im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Mikroskops vorgestellt (Kap. 3.2.4). Danach wird in Kapitel 3.2.5 der Einfluss der Proben-Präparation auf SEMPA Aufnahmen diskutiert. Kapitel 3.2.6 befasst sich dann detailliert mit dem Einfluss von Oberflächenkontaminationen des Wolframkristalls auf die SEMPA Messung und deren zeitliche Stabilität. Zuletzt wird das in Kapitel 3.2.4 vorgestellte Mikroskop mit anderen SEMPA Experimenten verglichen und abschließend bewertet.

3.2.1. Die Polarisationsmessung

Wie in Kapitel 3.1.5 beschrieben basiert die Polarisationsmessung beim SEMPA auf der Analyse der Intensitäten der gebeugten $(2,0)$ LEED Reflexe des $W(001)$. Diese Intensitäten werden über Kanalelektronenvervielfacher verstärkt und anschließend über eine Anodenplatte detektiert (Kap. 3.2.4). Für jeden Reflex steht ein Verstärkersystem zur Verfügung, welche im folgenden mit Kanal 1-4 bezeichnet werden. Die Anordnung dieser Kanäle relativ zum $W(001)$ Detektorkristall ist in Abbildung 3.4 dargestellt.

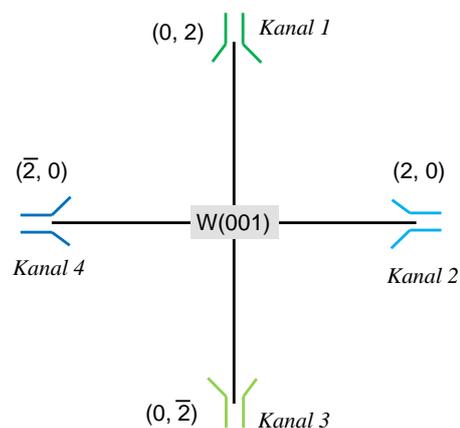


Abbildung 3.4.: Skizze zur Anordnung der vier Elektronenverstärkersysteme relativ zum $W(001)$ Detektorkristall. Neben den Verstärkersystemen Kanal 1 - 4 ist noch derjenige LEED Reflex vermerkt, dessen Intensität in dem entsprechenden Kanal ausgewertet wird.

Gemäß Gleichung 3.22 führt dann eine Probenmagnetisierung in $+y$ Richtung in Kanal 2 zu einer Erhöhung und in Kanal 4 zu einer Abnahme der Intensität verglichen mit einer magnetischen Probe. $I_0 = I_{(2,0)}/R$ ist hierbei die Intensität des einfallenden Sekundärelektronenstrahls. Variiert die Intensität I_0 während der

rasternden Bildaufnahme nicht, so kann man aus den punktwise gemessenen Intensitäten die Magnetisierungsverteilung der Probe rekonstruieren. Allerdings kann die Intensität I_0 der Sekundärelektronen aufgrund unterschiedlicher Materialien oder Topographien an unterschiedlichen Probenpositionen variieren [142]. Diese Variation wird üblicherweise als Sekundärelektronenkontrast im REM zur Bilderzeugung ausgenutzt.

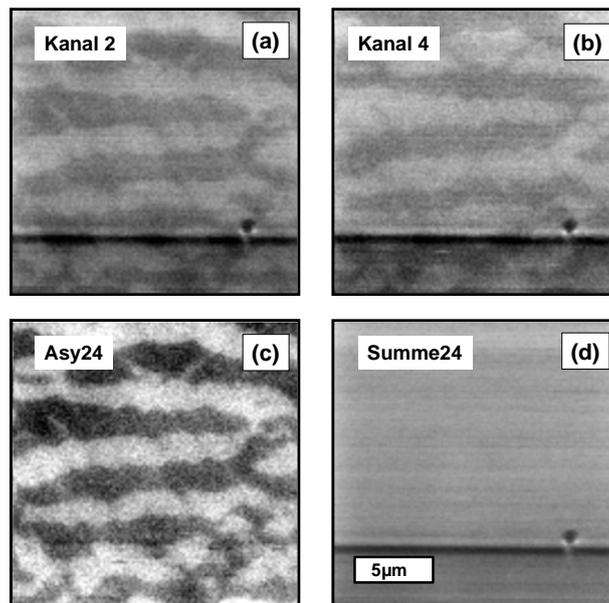


Abbildung 3.5.: (a,b) Intensitätsbilder der Kanäle 2 und 4 einer SEMPA Aufnahme einer Ni(111) Kristalloberfläche. Der hell/dunkel Kontrast des abgebildeten Musters ist zwischen Abbildung (a) und (b) invertiert. Diese Intensitätsänderung wird durch die Magnetisierung der Probe hervorgerufen. (c) Asymmetrie $A = (I_{(2,0)} - I_{(\bar{2},0)}) / (I_{(2,0)} + I_{(\bar{2},0)})$ der Kanäle 2 und 4. in diesem Bild ist der Kontrast des magnetischen Musters verstärkt und die Topographie unterdrückt. (d) Addition der Intensitäten von Kanal 2 und 4 (a, b). Gemäß $I_{(2,0)} + I_{(\bar{2},0)} = 2 \cdot I_0 \cdot R$ (siehe Gl. 3.22) fällt im Summenbild der magnetische Kontrast heraus und man erhält das konventionelle REM Bild.

In Abbildung 3.5 (a, b) sind die Intensitätsbilder der Kanäle 2 und 4 einer SEMPA Aufnahme einer Ni(111) Kristalloberfläche abgebildet. Man erkennt horizontal 9 streifenartige Bereiche mit alternierendem Kontrast. Dabei ist der hell/dunkel Kontrast dieses Musters zwischen Abbildung 3.5 (a) und (b) genau invertiert. Diese Intensitätsänderung wurde durch die Magnetisierung der Probe hervorgerufen. Weiter sieht man unten rechts in den 3.5 (a) und (b) einen Partikel. Sein Kontrast invertiert nicht zwischen den beiden Bildern. Dies ist der konventionelle Sekundärelektronenkontrast. Der dunkle Streifen unterhalb des Partikels wird durch die zeitliche Instabilität des Strahlstroms der verwendeten Elektronenquelle hervorgerufen (Kap. 3.2.4).

Durch Addition der Intensitäten von Kanal 2 und 4 (Abb.3.5 (a, b)) $I_{(2,0)} + I_{(\bar{2},0)} = 2 \cdot I_0 \cdot R$ (siehe Gl. 3.22) fällt im Summenbild der magnetische Kontrast heraus und man erhält das konventionelle REM Bild (Abb. 3.5 (d)). Um den magnetischen

Kontrast zu extrahieren muss die Differenz zwei gegenüberliegender Kanäle gebildet und diese durch ihre Summe geteilt werden. Diese Größe bezeichnet man als (Polarisations-) Asymmetrie A .

$$A = \frac{I_{(2,0)} - I_{(\bar{2},0)}}{I_{(2,0)} + I_{(\bar{2},0)}} = P \cdot S \quad (3.30)$$

Abbildung 3.5 (c) zeigt die Asymmetrie der Kanäle 2 und 4. Sowohl die Schwankungen im Strahlstrom als auch der konventionelle Sekundärelektronenkontrast verschwinden in dieser Darstellung. Zudem wird durch diese Asymmetriebildung die Bildstatistik um einen Faktor 2 erhöht, wodurch der Poisson-Fehler der Polarisationsmessung um den Faktor $1/\sqrt{2}$ abnimmt (Siehe Gl. 3.24).

Zu Analysezwecken ist es üblich die beiden Asymmetriebilder A_x und A_y in einem Falschfarbeinbild zusammenzufassen. In Abbildung 3.6 ist dies Exemplarisch am Beispiel einer SEMPA Aufnahme von vier Permalloy-Scheiben vorgeführt. In Abbildung 3.6 (a, b) sind die beiden Asymmetrien A_y und A_x dieser Aufnahme dargestellt. Der Bereich neben den Permalloy-Scheiben ist unmagnetisch. Er erscheint daher in einem mittleren Grauton. Aus diesen Messungen lässt sich ein zweidimensionales Polarisationswinkelhistogramm erzeugen, wie dies in Abbildung 3.6 (c) zu sehen ist. Der Radius gibt in dieser Darstellung den Polarisationswert und die Farbe seine Häufigkeit an. Zudem entspricht die Richtung des Radiusvektors dabei der Richtung der Polarisation. Aufgrund der negativen Ladung der Elektronen zeigt sie somit in die entgegengesetzte Richtung von M .

Aufgrund der großen unmagnetischen Fläche neben den Permalloy-Scheiben hat die Häufigkeitsverteilung in 3.6 (c) ihr Maximum bei $(0, 0)$. Maskiert man die unmagnetischen Flächen für die Berechnung aus, so erhält man das Polarisationswinkelhistogramm in Abbildung 3.6 (d). Die Verteilung zeigt einen Kreis mit konstantem Radius. Dies bedeutet, dass sich die Magnetisierung in den Scheiben um 360° dreht und dass sich der Winkel zwischen Magnetisierung und Probenebene nicht ändert. Im vorliegenden Fall ist die Magnetisierung fast vollständig in der Ebene orientiert⁷. Zudem beschreibt sie in den Permalloy-Scheiben einen Wirbel mit gleichmäßiger Winkeländerung, wodurch im Polarisationswinkelhistogramm (Abb.3.6 (d)) keine Häufungspunkte bei ausgezeichneten Richtungen der Magnetisierung zu finden sind.

Die Farbkodierung der Bilder in Abbildung 3.6 (e) und (f) ist nun gemäß des Farbrades kodiert, welches sich zur Erläuterung des Zusammenhangs mit dem Polarisationswinkelhistogramm als Ring im Außenbereich von 3.6 (d) befindet. Für die Berechnung des Falschfarbeinbildes in Abbildung 3.6 (f) wurde das Polarisationswinkelhistogramm aus Abbildung 3.6 (d), für Abbildung 3.6 (e) das aus (c) verwendet.

Zur Darstellung der dreidimensionalen vektoriellen Magnetisierungsverteilung gibt es einen Vorschlag von Unguris et. al. [156], wie dieser in Abbildung 3.7 zu sehen ist.

⁷Nur innerhalb des Wirbelkerns weist die Magnetisierung aus der Ebene.

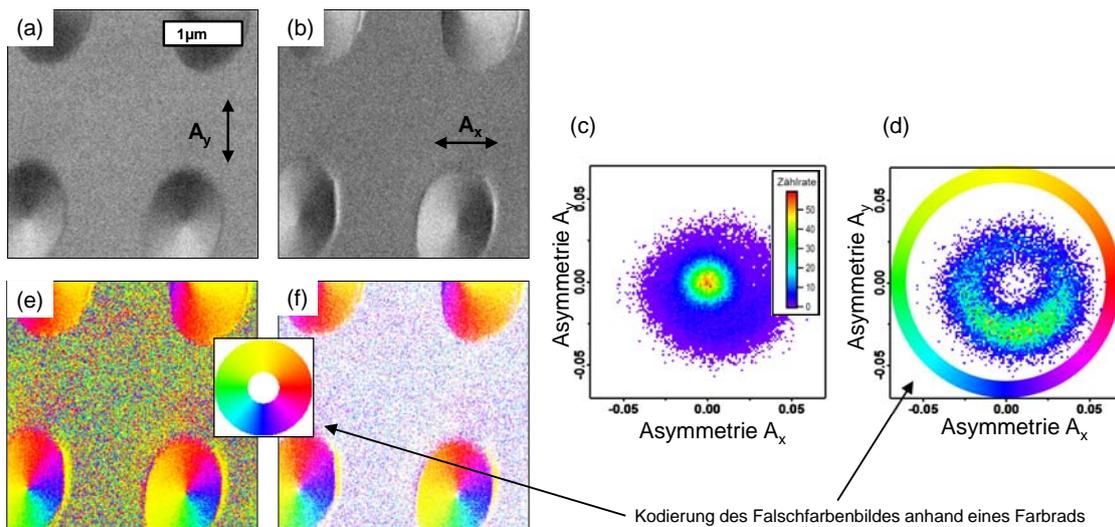


Abbildung 3.6.: (a, b) Asymmetrie $A_y = 0$ und $A_x = 0$ der SEMPA Aufnahme von 20nm dicken Permalloy-Scheiben auf Siliziumsubstrat. Polarisationswinkelhistogramm mit unmagnetischem Untergrund. Über die Farbskala auf der rechten Seite ist der Häufigkeitswert kodiert. (c) Polarisationswinkelhistogramm ohne unmagnetischen Untergrund (d). (e) Falschfarbenbild entsprechend dem Winkelhistogramm aus (c). (f) Falschfarbenbild entsprechend dem Winkelhistogramm aus (d). Die Falschfarben sind gemäß des Farbrads in (d) kodiert.

3.2.2. Minimierung von Störfaktoren

Um ein SEMPA mit hohem lateralen Auflösungsvermögen für magnetische Abbildungen zu realisieren, müssen kritische Umwelteinflüsse identifiziert und durch geeignete Konstruktion des Mikroskops minimiert werden.

Als wesentliche elektromagnetische Störquellen gilt das Radiofrequenzband von Mittelwellensendern sowie die 50 Hz Stromversorgung und ihre höheren Harmonischen (siehe Abb.3.8). Diese können kapazitiv (Abb.3.9 (b)), induktiv (Abb.3.9 (a)) und resistiv (Abb.3.9 (d)) an die elektromagnetischen Komponenten des Experiments koppeln. Zum anderen können sie über Coulomb- und Lorentz-Kraft auch eine zeitliche Änderung der Flugbahn von geladenen Teilchen bewirken.

Der Einfluss kapazitiver Kopplung (Abb.3.9 (b)) lässt sich durch möglichst vollständige Faradaysche Abschirmung minimieren. Weiter ist die ausschließliche Verwendung geschirmter Koaxialkabel in diesem Zusammenhang unumgänglich. Zudem sollte jede Elektronikschaltung in einer Metallboxen untergebracht werden. Die stählerne **Ultra-Hoch-Vakuum** Kammer des Experiments dient auch als elektrische Schirmung innerhalb liegender Komponenten.

Die Einflussnahme induktiver Kopplung (Abb.3.9 (a)) ist weit schwieriger zu beherrschen. Zum einen ist darauf zu achten, dass induktiv angreifbare Flächen soweit wie möglich minimiert werden. Desweiteren ist die Unterbringung elektrisch sensibler Schaltungen in μ -Metall geschirmten Gehäusen sinnvoll. Ebenso sollten die sensiblen Bereiche des Experiments durch ein- oder mehrlagige μ -Metall Schirmungen

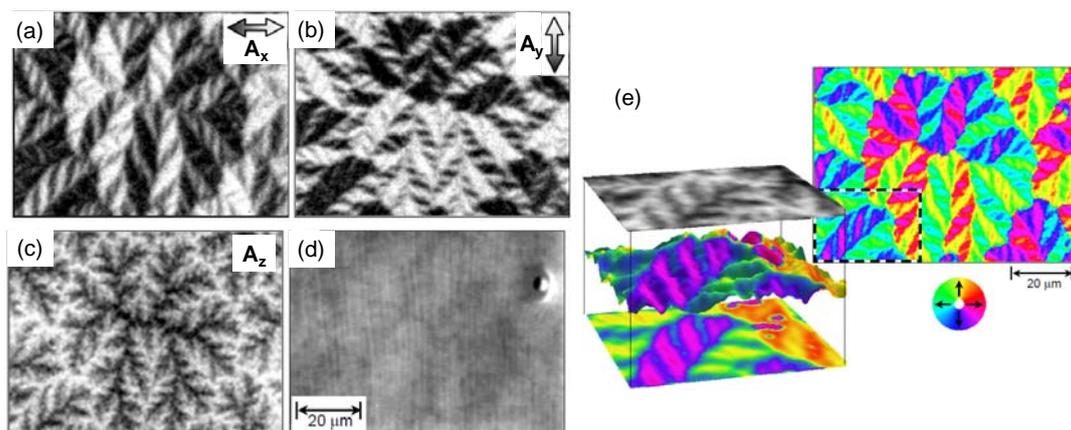


Abbildung 3.7.: Magnetisierungsverteilung der Oberfläche eines Co(0001). (a,b,c) zeigen die gemessenen Asymmetrien A_x , A_y und A_z und (d) das Summenbild. (e) Rechts ist die Magnetisierung in der Ebene als Falschfarbenbild dargestellt. In der Box links sieht man unten das bekannte Falschfarbenbild, oben die Asymmetrie A_z und in der Mitte eine Kombination zur Darstellung der dreidimensionalen vektoriellem Magnetisierungsverteilung. Aus Ref.[156]

vor dem Einfluss magnetischer Felder ⁸ geschützt werden. Solch weichmagnetische Mäntel führen den magnetischen Fluss an den sensiblen Bereiche des Experiments vorbei. Zudem ist der Einsatz aktiver Gegenreglung über große externe Helmholtzspulen in den Laborwänden notwendig.

Überdies kann sich vor allem die Frequenz des Stromnetzes resistiv (Erdschleifen) in das Experiment einkoppeln (Abb.3.9 (c)). Meist sind diese Erdschleifen gleichzeitig auch Induktionsschleifen, wodurch ein doppeltes Interesse an ihrer Vermeidung besteht. Dies erreicht man durch das Festlegen eines gemeinsamen Erdungspunkts.

Weitere Störungen können durch Thermokopplung und große Kontaktwiderstände an sämtlichen elektrischen Verbindungselementen auftreten. In Tabelle 3.1 ist das thermoelektrische Potential für einige gängige Kontaktübergänge aufgelistet.

Material	Thermoelektrisches Potential [$\mu\text{V}/^\circ\text{C}$]
Kupfer-Kupfer	0,2
Kupfer-Silber	0,3
Kupfer-Gold	0,3
Kupfer-Blei/Zinn	1-3
Kupfer-Silizium	400
Kupfer-Kupferoxid	1000

Tabelle 3.1.: Thermoelektrische Potential gängiger elektrischer Kontaktübergänge.

⁸Kritisch sind hier vor allem die magnetischen Wechselfelder.

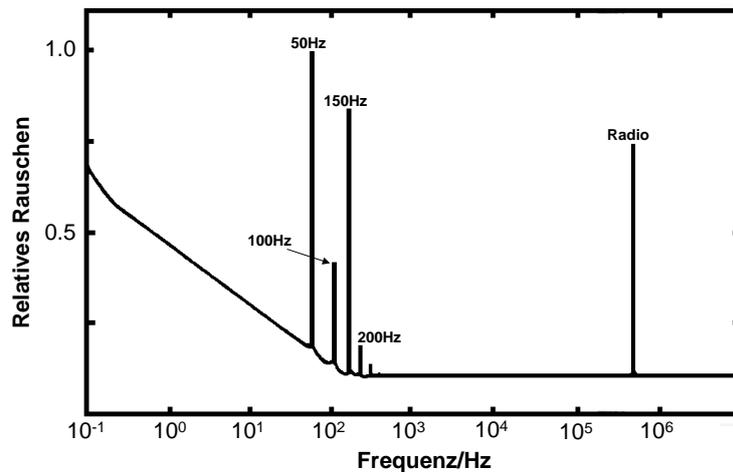


Abbildung 3.8.: Schematische Darstellung wesentlicher elektromagnetischer Störquellen. Aufgetragen ist das relative Rauschen gegen die Frequenzen in Hz.

Um den Einfluss dieser Störungen zu minimieren, sollten die elektrischen Übergänge sorgfältig gereinigt und vor allem Kupfer von jeglichem Oxid befreit werden. Des Weiteren ist darauf zu achten, dass möglichst große Flächen den jeweiligen Kontakte bilden, um somit den Übergangswiderstand zu reduzieren.

Eine weitere Störquelle entsteht durch die mechanische Kopplung von Vibrationen (z.B. Gebäudeschwingungen) an die mechanischen und elektrischen (Mikrophonie) Komponenten des Experiments. Abbildung 3.10 zeigt das Frequenzspektrum von Gestell und experimentellem Aufbau aus Kapitel 3.2.4⁹. Abbildung 3.10 (a) und (c) zeigen das Eigenfrequenzspektrum und das Dämpfungsverhalten des Aufbaus. Die Anregung erfolgte mit jeweils etwa 30 N für die vertikale (a) und horizontale (b) Komponenten. Abbildung (b) und (d) zeigen das Frequenzspektrum, welches durch die Anregung externer Umweltfaktoren entsteht (Aufnahmezeit 10 min). Hellgrau ist im Hintergrund das Spektrum ohne Dämpfung aufgetragen. Das dunkelgraue Spektrum im Vordergrund wurde mit passiver Druckluftdämpfung aufgenommen. Der Vergleich ergibt den Dämpfungsfaktor der verwendeten Druckluftdämpfung. Die 50 Hz-Schwingung wird vertikal um -33 dB und horizontal um -30 dB gedämpft. Dies entspricht in etwa den Angaben des Hersteller (-20 dB/decade $\hat{=}$ -33 dB@50 Hz).

Zuletzt seien noch die Einflüsse thermischer Instabilitäten für das SEMPA Experiment genannt. Thermische Instabilitäten stammen im Wesentlichen aus Schwankungen in der Umgebungstemperatur oder der Temperatur der Kühlkreisläufe. Letztere wiegen dabei im Allgemeinen schwerer, da die Störungen hier direkt an die thermisch sensiblen Komponenten des Experiments ankoppeln. Zu ihrer Stabilisierung und Überwachung sollte daher entsprechender Aufwand betrieben werden. Für hochwertige Mikroskop-Bilder sollte man nach Inbetriebnahme der elektronenoptischen Komponenten des Experiments etwa 1 Stunde warten, bis sich diese thermisch stabilisiert haben.

⁹Gesamtgewicht etwa 250 kg

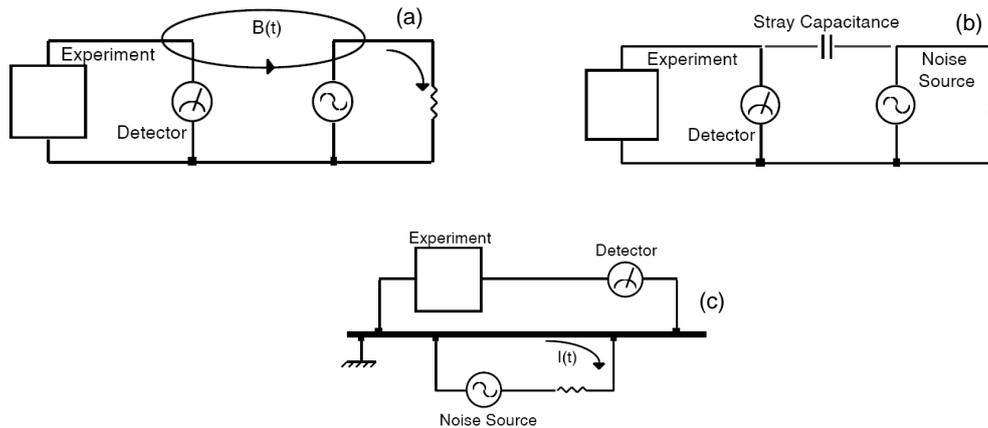


Abbildung 3.9.: Skizze zu den Kopplungsmechanismen von (a) induktiven, (b) kapazitiven und (c) resistiven Rauschquellen [157].

3.2.3. Faktoren zur weiteren Optimierung

Für den LEED Detektor ist $N = N(2, 0) + N(\bar{2}, 0)$ die Summe der in die beiden gegenüberliegenden Reflexe gestreuten Elektronen. Da N proportional zum Produkt aus Messzeit t , Reflektivität R und dem einfallenden auf Sekundärelektronenstrom I_{SE} ist, gilt es bei festem Detektorsystem sowie gegebener Probe $I_{SE} \cdot t$ zu maximieren, um den statistischen Fehler und damit den Abbildungscontrast zu optimieren.

Um Abbildungsfehler aufgrund von langen Messzeiten (z.B. thermische Drift) zu minimieren sollte diese derart reduziert werden, dass magnetische Aufnahmen innerhalb weniger Minuten möglich sind. Die Anforderungen an die Elektronenquelle können anhand des statistischen Messfehlers eines magnetischen Bildes mit einer Größe von typischen (256×256) px und einer Aufnahmezeit von 11 Minuten abgeschätzt werden. Die Verweildauer pro Pixel beträgt dann 10 ms. Die Gütezahl $R \cdot S^2$ des LEED-Detektors ist in der Größenordnung 10^{-4} . Die mittlere Polarisation der SE aus einem Eisenfilm mit einer Energiebreite von 15 eV beträgt 0,35 (siehe Kap. 3.1.5). Um für solch eine Aufnahme einen relativen Fehler von weniger als 10% zu gewährleisten gilt

$$\Delta P/P = \frac{1}{P \sqrt{t I_{SE} / e R \cdot S^2}} \quad (3.31)$$

$$\Rightarrow I_{SE} (\Delta P/P = 0.1) = \frac{1}{(0.1P)^2 \cdot t R S^2 / e} = 1,3 \cdot 10^{-10} A \quad (3.32)$$

Für solch eine Aufnahme ist also ein Sekundärelektronenstrom von etwa $I_{SE} = 100$ pA notwendig. Zur Beurteilung der notwendigen Leistungsfähigkeit der Primärelektronenquelle muss man noch Sekundärelektronenausbeute η und Sensitivität S des Detektorkristalls berücksichtigen. Die Sekundärelektronenausbeute ist materialabhängig und eine Funktion der Anregungsenergie (siehe Abbildung 3.18). Typischerweise steigt sie monoton von Werten um 0,2 für einige 10 kV bis hin zu Werten

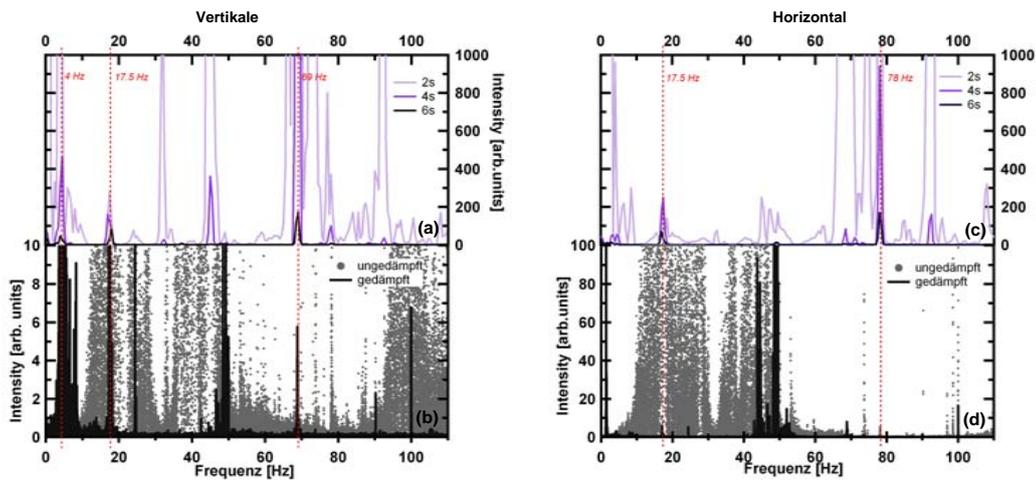


Abbildung 3.10.: Eigenfrequenzspektrum vertikal (a) und horizontal (c). Die Spektren wurden nach 2 s, 4 s und 6 s aufgenommen, wodurch das Dämpfungsverhalten für bestimmte Frequenzen beurteilt werden kann. Die Anregung erfolgte jeweils durch einen gezielten Schlag mit etwa 30 N. Vertikales (d) und horizontales (e) Frequenzspektrum des experimentellen Aufbaus bei Anregung durch Umweltfaktoren wie Gebäudeschwingungen, Pumpen, etc. Die gesamte Last des experimentellen Aufbaus beträgt etwa 250 kg.

um 1 bei etwa 1 kV. Für die magnetische Bildgebung mit SEMPA wird demnach eine Elektronenquelle benötigt, die einen hohen Primärstrom bei geringer Beschleunigungsspannungen liefert und bei diesen Bedingungen auch noch eine hohe lateraler Auflösung erreicht. Das Auflösungsvermögen herkömmlicher Elektronenquellen verhält sich reziprok zur Beschleunigungsspannung. Hier muss daher ein Kompromiss gefunden werden. Beschleunigungsspannungen zwischen (5-10) kV haben sich als sinnvoll erwiesen. Vernachlässigt man sonstige apparative Verlustkanäle, so ergibt sich für das oben diskutierte Bild ein notwendiger Primärstrom von $I_{PE} = \eta S / I_{SE} = 1,4 \text{ nA}$ ¹⁰.

Modernste Elektronenmikroskope bieten heutzutage die Möglichkeit bei sehr geringen Beschleunigungsspannungen (< 2 kV) höchste Auflösung (< 5 nm) und Primärströme (> 2 nA) zu erreichen. Durch geschickte Konstruktion wird der antiproportionale Zusammenhang von Auflösung und Beschleunigungsenergie von herkömmlichen Elektronenquellen weitgehend aufgehoben. Solche Elektronenquellen sind für SEMPA optimal geeignet.

Will man ein gutes Signal-zu-Rausch Verhältnis erzielen sind, aufgrund der geringen Effizienz des Detektors ($\approx 10^{-4}$) weitere konzeptionelle Betrachtungen sinnvoll. Idealerweise sollten alle, von der Probe in den Halbraum 2π emittierten Sekundärelektronen auch den Detektor erreichen. Um dies zu gewährleisten, muss die Spin-Detektor-Optik, welche die Sekundärelektronen auf den Detektorkristall fokussiert, eine größtmögliche Winkelakzeptanz garantieren. Diese wird zum einen durch hohe Beschleunigungsfelder¹¹, zum anderen durch einen möglichst kleinen Abstand

¹⁰ $S \approx 0.2$ siehe Abb. 3.3 und ($\eta \approx 0,7$) siehe Abb. 3.18

¹¹Diese reduziert die Winkelverteilung der Emission der SE.

zwischen Probe und Detektoreingang realisiert (siehe Kap. 3.2.4).

Durch eine Verkipfung der Probe relativ zur Elektronenquelle erhöht sich die SE Ausbeute gemäß $1/\cos(\phi)$ [142]¹². Dies bewirkt etwa einen Faktor 3 zwischen senkrechtem und waagrechtem Einfall. Die laterale Auflösung senkrecht zur Kippachse δx nimmt jedoch mit $1/\cos(\phi)$ ab, so dass es hier eines Kompromisses bedarf.

Die Winkelakzeptanz der Detektoroptik ist bei senkrechtem Abgriff maximal, wie dies in Abbildung 3.11 zu sehen ist. Der Gewinn im Vergleich zu einer um 30° verkippten Probe beträgt hier einen Faktor 5.

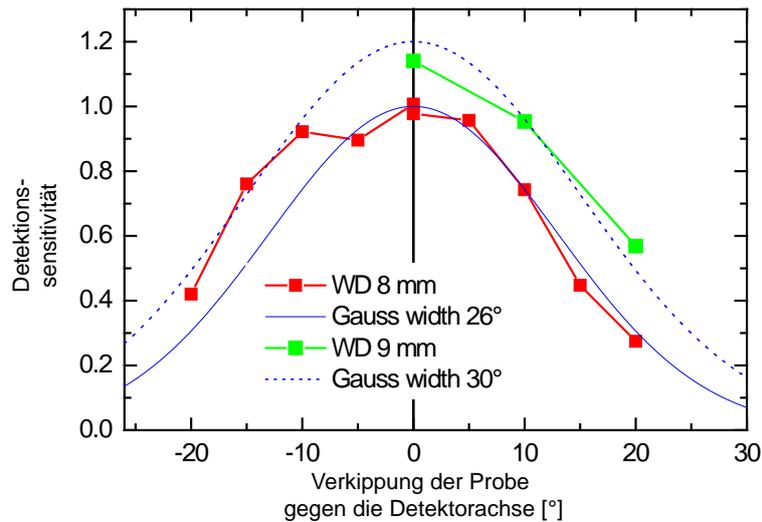


Abbildung 3.11.: Relative Detektionssensitivität über dem Winkel zwischen Probennormale und Detektorachse. (Daten aus [158])

¹² ϕ ist hierbei der Winkel zwischen Primärelektronenstrahl und Probennormale.

3.2.4. Das Mikroskop

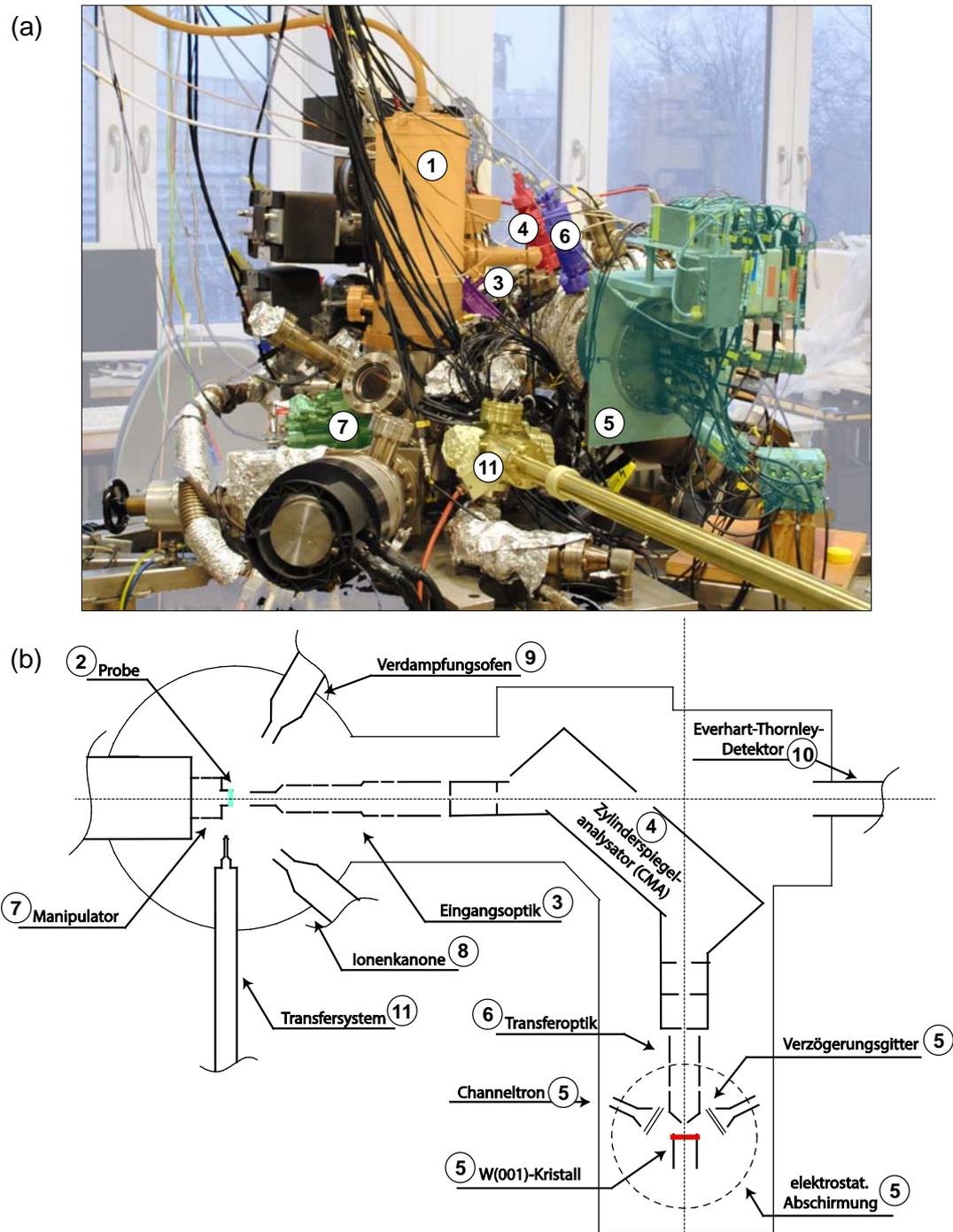


Abbildung 3.12.: (a) Fotografie des SEMPA Aufbaus mit farbiger Hervorhebung einzelner Bauteile. Die namentliche Zuordnung ist über Abbildung (b) möglich. (b) Schnittskizze entlang der optischen Ebene des Detektors.

In diesem Kapitel wird der, in Abbildung 3.12 dargestellte experimentelle Aufbau des SEMPA beschrieben.

Das Mikroskop befindet sich in einer Ultrahochvakuumkammer (UHV-Kammer) (Kap. 3.2.4) aus unmagnetischem Stahl, welche bei einem Restgasdruck von $1 \cdot 10^{-10}$ mbar betrieben wird. In der Quelle der Elektronenkanone (1, Kap. 3.2.4) werden (Primär)Elektronen ins Vakuum emittiert. Diese werden über magnetische Linsen in der Elektronenkanone auf die Probe (2, Kap.3.2.4) fokussiert. Dort lösen sie vielfache Wechselwirkungen aus [142, 141]. Unter anderem erzeugen sie durch inelastische Stöße SE. Im Falle einer magnetischen Probe sind diese spinpolarisiert (siehe Kap. 3.1.4). Durch die Polarisations-Analyse im Spin Detektor (5, Kap. 3.2.4) kann daher auf die Magnetisierungsverteilung der Probe rückgeschlossen werden. Da die Austrittstiefe hochpolarisierter SE gering ist (< 2 nm), muss die Oberfläche der Probe vor dem Mikroskopieren sorgfältig präpariert werden (Kap. 3.2.5). Hierfür ist eine Ionenkanone (8) und ein Verdampfungssofen (9, Typ Omicron EFM 3 [159]) installiert. Bei der Mikroskopie wird der Primärstrahl dann punktweise über einen Ausschnitt der Probe gerastert. Neben dem Spin-Detektor ist auch noch ein Everhart-Thornley-Detektor (10) montiert, welcher zur Fokussierung des Primärstrahls verwendet wird.

Nach dem Austritt der SE aus der Probe werden diese nahezu vollständig durch ein hohes Beschleunigungsfeld am ersten Element der Eingangsoptik (3, Kap. 3.2.4) eingesammelt. Mit den elektrostatischen Linsen der Eingangsoptik werden diese SE auf die Eintrittsblende des folgenden 90° Umlenkers fokussiert. Dieser Elektronen-Umlenker ist durch den 90° -Ausschnitt eines Zylinderspiegelanalysators (CMA) (4, Kap. 3.2.4) realisiert. Durch die 90° Umlenkung der SE ist es möglich mit dem LEED Detektor die Magnetisierungskomponente senkrecht zur Probe nachzuweisen (siehe Kap. 3.1.5). Nach dem Passieren der Austrittsblende des CMA werden die SE über eine Transferoptik (6, Kap. 3.2.4) auf den Detektorkristall fokussiert. An seiner Oberfläche werden die SE niederenergetisch gestreut. Die Intensitäten der (2,0) Beugungsreflexe werden mit Kanalelektronenvervielfachern verstärkt und anschließend per Software auf einem PC ausgewertet.

Für den Probentransfer existiert ein Transfersystem (11) bestehend aus einem magnetgelagerten Linear-Verschub mit einer Schraubvorrichtung zur Befestigung des Probenhalters. Dieses Transfersystem ist über ein DN 40 CF Ventil mit dem Rezipienten des Mikroskops verbunden. Durch eine Viton-gedichtete Schnellverschlussklappe wird der Probenhalter an diese Schraubvorrichtung montiert. Nachdem das Transfersystem bis zu einem Druck $< 1 \cdot 10^{-7}$ mbar evakuiert ist, kann die Probe auf den Positionsmanipulator (7, Kap.3.2.4) im Mikroskop transferiert werden. Hier kann die Probe um ± 5 mm verfahren und um 360° rotiert werden. Das Evakuieren des Transfersystems dauert für gewöhnlich etwa 6 h.

Um das Mikroskop so aufzubauen, dass es möglichst unanfällig gegen mechanische Störungen ist wurde es auf ein versteiftes Gestell aus stählernen Vierkantprofilen montiert welches seinerseits auf drei druckluftgederten Schwingungsdämpfern sitzt.

Das Design des Aufbaus zielt generell auf die Erhöhung experimenteller Flexibilität. So wurden beispielsweise mehrere optionale UHV-Anschlüsse der Hauptkammer so orientiert, dass ihre Achsen auf den Probemittelpunkt ausgerichtet sind. Zudem ist die Erweiterung des Experiments um ein weitere Vakuumkammer sowie auch der Austausch der Elektronenkanone durch eine modernere des Typs Zeiss UHV Gemini vorgesehen.

Die Ultrahochvakuumanlage

Das gesamte Mikroskop befindet sich in einer UHV-Kammer, da sowohl die Elektronbeugung am Wolframkristall zur Spin-Analyse als auch die Emission von polarisierten Sekundärelektronen aus einer sauberen Probenoberfläche (< 2 nm) dies erforderlich machen (siehe Kap. 3.2.5). Das Experiment wird bei einem Restgasdruck von $1 \cdot 10^{-10}$ mbar betrieben. Unter diesen Bedingungen bleibt der magnetische Kontrast einer Eisenprobe für etwa einen Tag und die Streubedingungen am W(001) für etwa 1 h weitgehend erhalten.

Um diesen Basisdruck im Mikroskop zu erreichen wird ein Pumpsystem, bestehend aus einer Drehschieberpumpe, zwei Turbomolekularpumpen, zwei Ionengetterpumpen und zwei Titansublimationspumpen verwendet. Um das an den Kammerwänden und Oberflächen adsorbierte Restgas effektiv aus der Kammer zu evakuieren, muss der VA-Stahlkörper des Experiments bei 150°C ausgeheizt werden. Als Messsonden für die Druckmessung werden Ionisationsröhren verwendet. Diese verwenden die, durch einen Elektronenstrahl erzeugte Ionisationsrate der Gasteilchen als direktes Maß für den Gasdruck. Zudem kann der Ionenstrom in den Ionengetterpumpen zur Vakuummessung herangezogen werden.

Zu weiteren Analysezwecken der Restgaszusammensetzung ist ein kommerzielles Quadrupol-Massenspektrometer (Pfeiffer QMS 200) installiert. Abbildung 3.13 (a) zeigt typische Massenspektren der unausgeheizten sowie ausgeheizten UHV-Kammer. Da Wasserstoff-Adsorbate auf dem Detektorkristall die Standzeit des Mikroskops reduzieren (siehe 3.2.6) ist ein geringer Wasserstoffpartialdruck in der Kammer von Interesse.

Indem der Vordruck der Turbopumpe von $1 \cdot 10^{-3}$ mbar durch Einbau einer zweiten Turbopumpe in Serie auf bis zu $1 \cdot 10^{-7}$ mbar verringert wurde konnte der Wasserstoffpartialdruck im Mikroskop um einen Faktor 2 reduziert werden. Abbildung 3.13 (a) zeigt die beiden Massenspektren zum Vergleich. In Abbildung 3.13 (b) sind verschiedene Partialdrücke vor und nach dem Zuschalten der zweiten Turbopumpe zu sehen. Die Reduzierung des Wasserstoffpartialdrucks wird hier besonders eindrucksvoll demonstriert.

Bei der Elektronenkanone gibt es an einigen Stellen Probleme mit der Dichtigkeit, da diese vom Hersteller nicht für das Arbeiten unter UHV Bedingungen konzipiert wurde. Vor allem im Bereich des Kondensators ist diese beeinträchtigt. Da dieser Bereich innerhalb der Elektronenkanone jedoch differentiell über Blenden vom Rest der Anlage getrennt ist, wirkt sich dies zum Glück nur über einen längeren Zeitraum (Monate) merklich auf den Basisdruck aus. Durch regelmäßiges Ausheizen können auch darüber hinaus stabile Vakuumbedingungen realisiert werden.

Die Probenbühne

In Abbildung 3.14 ist ein Schnitt durch die Hauptkammer des SEMPA Experiments zu sehen. Im Zentrum befindet sich die Probe auf einem Träger. Dieser Träger sitzt in einem Schlitten auf dem Manipulator und wird durch eine Feder gehalten. Dieser kann um ± 5 mm in x und y Richtung verfahren sowie um 360° um eine Achse parallel zu z und durch den Mittelpunkt der Probe rotiert werden. Alle drei Positionierer verwenden den piezoelektrischen Effekt zum nanometergenauen Verfahren

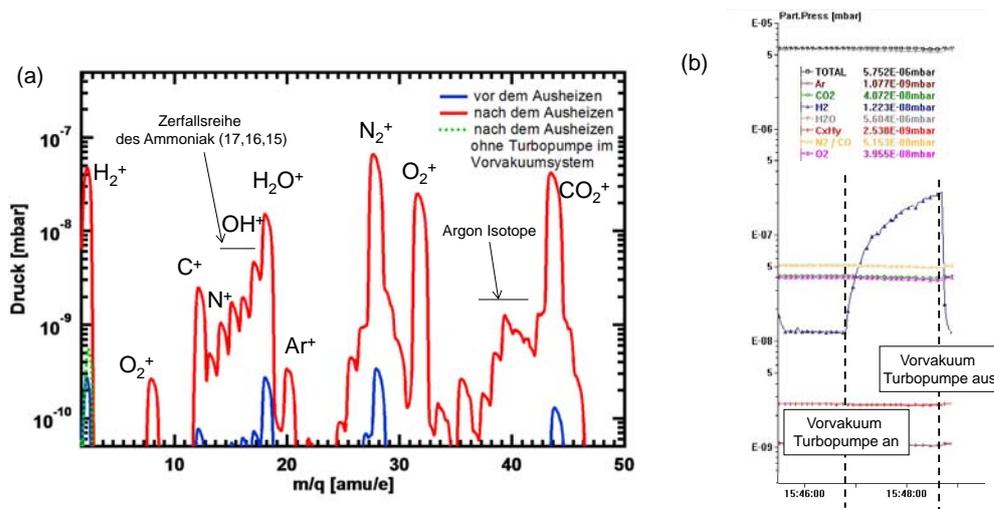


Abbildung 3.13.: (a) Massenspektrum der UHV-Kammer vor und nach dem Ausheizen bei 150° für 12 h sowohl mit als auch ohne Turbopumpe im Vorvakuumsystem. (b) Zeitliche Darstellung des Partialdrucks ausgewählter Spezies. Deutlich zu erkennen ist der Einfluss einer Turbopumpe im Vorvakuumsystem auf den Wasserstoffpartialdruck. Der Vorvakuumdruck in diesem Experiment variiert zwischen $1 \cdot 10^{-3}$ mbar und etwa $1 \cdot 10^{-5}$ mbar.

der Probe.

Mit einem Gewinde kann der Träger auf den Transferstab montiert werden. So kann die Probe problemlos in die und aus der Kammer transferiert werden. Es wurde dabei ein kurzer Transferstab gewählt (50 cm), um die Hebelwirkung auf die Aktuatoren zu minimieren.

Der Träger ist mit dem Schlitten des Manipulators elektrisch verbunden. Über die Keramik der Piezomotoren ist dieser elektrisch vom Rest der Kammer isoliert (> 1 G Ω). Der Schlitten ist mit einem Kupferkabel an eine BNC Vakuumdurchführung angeschlossen. Somit kann das Probenpotential manuell festgelegt werden. Hierdurch ist unter anderem die Messung des Probenstroms möglich.

Oberhalb der Probe (in 10 mm Abstand) erkennt man eine Öffnung im Polschuh der Objektivlinse. Durch diese verlassen die PE die Elektronenkanone. In einem Abstand von 10 mm senkrecht zur Probenoberfläche befindet sich die Eingangsoptik des Spin-Detektors. Die von der Probe emittierten SE werden über diese Optik auf den Detektorkristall gelenkt, so dass sie dort als nahezu paralleles Strahlenbündel auftreffen.

Um die Transmission der SE von der Probe zu Detektorkristall zu maximieren wurde ein senkrechter Abgriff gewählt (siehe Kap. 3.2.3. Um bei dieser Geometrie die laterale Auflösung zu maximieren ist der Winkel zwischen optischen Achse des REM und Detektoreingangsoptik möglichst spitz (27°).

Mit dem LEED Detektor können in einer Messung zwei Magnetisierungskomponenten gleichzeitig aufgenommen werden. Um die vollständige Vektorinformation der Magnetisierungsverteilung zu erhalten, müssen daher zwei, um 90° gegeneinander verdrehte Bilder derselben Probenposition aufgenommen werden. Um eine solche

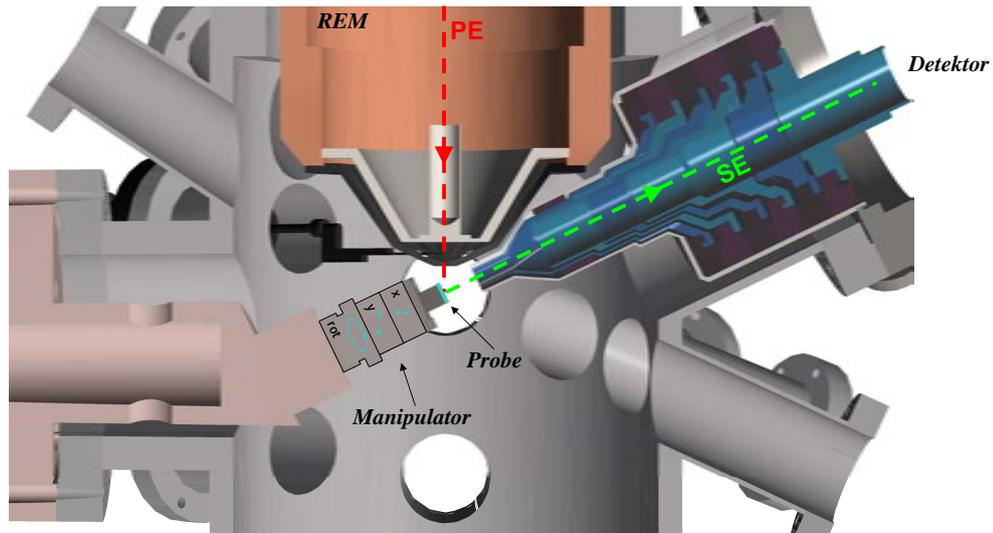


Abbildung 3.14.: Technische Zeichnung eines Schnitts durch die Hauptkammer des SEMPA Experiments. Im Zentrum befindet sich die Probe auf einem Manipulator. Dieser kann um ± 5 mm in x und y Richtung verfahren sowie um 360° rotiert werden. Oberhalb der Probe erkennt man den Polschuh der Objektivlinse. In 10 mm Abstand senkrecht zur Probenoberfläche befindet sich die Eingangsoptik des Spin-Detektors.

Drehung unkompliziert zu realisieren, sollten sich die Rotationsachse, die optische Achse des REM und die optische Achse der Detektoreingangsoptik im Bildpunkt der Probe kreuzen. Um dies sicherzustellen muss zum einen der Rotator als unterstes Element des Aktuator-Stapels montiert werden. Zum anderen muss seine Drehachse durch die Schrauben am Vakuumflansch des Manipulators auf den Schnittpunkt der optischen Achsen justiert werden. Dadurch sind dann die Abstände zwischen Probe und Detektoreingangsoptik (10 mm) sowie Probe und REM (10 mm) fix. Diese Abstände sind konstruktiv so weit wie möglich reduziert worden, um einerseits einen kleinen Fokuspunkt des Primärstrahls zu realisieren (Auflösung) und andererseits möglichst alle SE mit der Detektorlinse aufzusammeln. Um diese Abstände auch durch unterschiedlich dicken Proben nicht zu verändern, wird ein Probenträger variabler Dicke verwendet. Die Gesamthöhe (Probe + Probenträger) beträgt 4 mm.

Die Auflösung der Elektronenkanone im SEMPA Betriebsmodus ist mit etwa 200 nm (siehe Kap. 3.2.4) zu gering, um bei den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Proben die Magnetisierungs-komponenten senkrecht zur Ebene aufzulösen. Durch die in Abbildung 3.15 gezeigten Aufnahmen kann dennoch das Prinzip zur Abbildung der vollständigen vektoriellen Information der Magnetisierungsverteilung demonstriert werden.

Abbildung 3.15 (a, c, f) Asymmetriebilder der Detektorkanäle 2 und 4 und Abbildung 3.15 (b, d, e) der Detektorkanäle 1 und 3 (siehe Abb. 3.4) für SEMPA Aufnahmen eines Eisenwhiskers. In Abbildung 3.15 (a) sieht man eine dunkle I, eine helle II und eine mittelgraue III magnetische Domäne. Zu sehen ist die y-Komponente der Magnetisierung. In Abbildung 3.15 (b) sieht man einen einzigen mittelgrauen Bereich. Zu sehen ist die z-Komponente der Magnetisierung. Die Abbildungen 3.15 (c, d) zeigen die Asymmetriebilder der SEMPA Aufnahme derselben Probenposi-

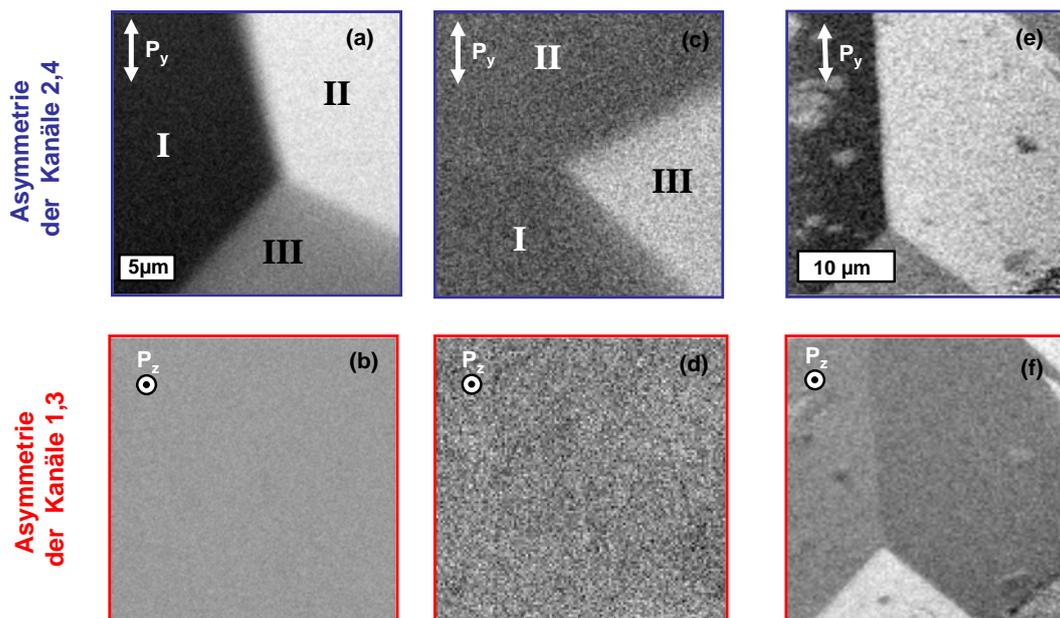


Abbildung 3.15.: (a, c, f)/(b, d, e) Asymmetrie der Detektorkanäle 2 und 4/ 1 und 3 von SEMPA Aufnahmen eines Eisenwhiskers. (a) zeigt eine dunkle I, eine helle II und eine mittelgraue III magnetische Domäne. (b) zeigt einen einzigen mittelgrauen Bereich. (c, d) zeigen die Asymmetrie der SEMPA Aufnahme derselben Probenposition wie in (a, b) nachdem die Probe um 90° gedreht wurde. In (c) sieht man einen hellen III und einen mittelgrauen I,II Bereich. (d) zeigt wie (b) einen einzigen mittelgrauen Bereich. Aus (a) und (c) ergibt sich die vollständige Magnetisierungsinformation in der Ebene (siehe Text). (b, c) beschreiben jeweils die z-Komponente der Magnetisierung. (e, f) Gleichzeitige Aufnahme beider Magnetisierungskomponenten des Eisenwhiskers bei gekipptem Einbau der Probe. Die Kippachse verläuft parallel zur Domänenwand zwischen der hellen und dunklen Domäne aus (a). Somit hat die x-Komponente der Magnetisierung aus III jetzt einen Anteil in Richtung der senkrecht empfindlichen Detektorachse und ergibt somit ein Asymmetriebild der Detektorkanäle 1 und 3 (f). Der Kontrast in (f) ähnelt dem in (c).

on wie die Abbildungen 3.15 (a, b) nachdem die Probe um 90° gedreht wurde. In Abbildung 3.15 (c) sieht man einen hellen III und einen mittelgrauen I, II Bereich. Dreht man die das Bild im Uhrzeigersinn um 90° , so erhält man die zur Aufnahme in Abbildung 3.15 (a) zugehörige x-Komponente der Magnetisierungsverteilung. Aus Abbildung 3.15 (a) und (c) ergibt sich somit die vollständige Magnetisierungsinformation der Ebene. Aufgrund der um 63° gekippten Probe verursacht die 90° Drehung der Probe zwischen den Aufnahmen in Abbildung 3.15 (a) und (b) eine Änderung des beobachteten Wandwinkels ¹³. Abbildung 3.15 (b, c) beschreiben jeweils die z-Komponente der Magnetisierung. Bei gleichen Kontrasteinstellungen wie in Abbildung 3.15 (a, c) besagt ein mittlere Grauwert in diesen Bildern, dass keine z-Komponente der Magnetisierung vorliegt.

¹³Hier sind die Winkel der Domänenwände zwischen den Domänen I und III sowie zwischen III und II gemeint.

Um die Darstellbarkeit der Magnetisierungskomponente senkrecht zur Probe trotz Auflösungsproblemen zu verifizieren, wurde der Eisenwhisker für die Aufnahmen in Abbildung 3.15 (e) und (f) leicht verkippt eingebaut. Die Kippachse liegt dabei parallel zur Wand zwischen der hellen (II) und dunklen (I) Domäne aus Abbildung 3.15 (a). Somit hat die x-Komponente der Magnetisierung in diesem Fall einen Anteil in Richtung der senkrecht empfindlichen Detektorachse. Die x-Komponente der Magnetisierung wird auf die Senkrechtkomponente projiziert und ergibt somit ein Asymmetriebild der Detektorkanäle 1 und 3. Dieser Asymmetriekontrast ist in Abbildung 3.15 (f) zusehen und ähnelt dem aus Abbildung 3.15 (c). Das einwandfreie Arbeiten der senkrecht empfindlichen Detektoren 1 und 3 ist somit bestätigt.

Die Elektronenkanone

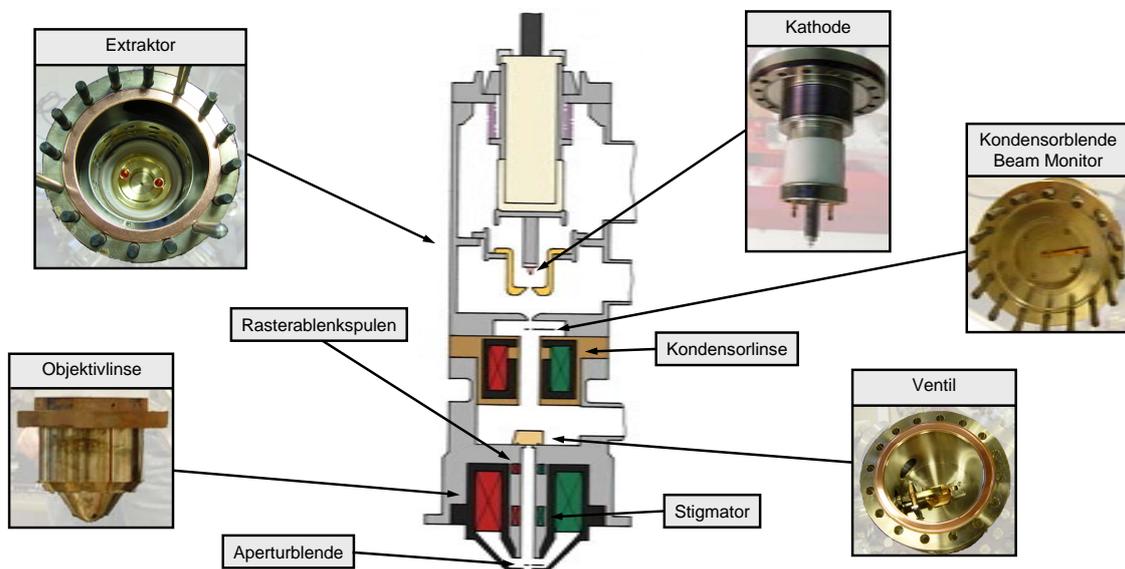


Abbildung 3.16.: Querschnitt der Elektronenkanone S-800 von HITACHI. Fotografien einiger Komponenten der Elektronenkanone sind neben dem Querschnitt abgebildet.

Als Elektronenquelle wird die Elektronenkanone und Säule eines HITACHI S-800 REM verwendet. Die Elektronenoptik dieser Elektronenkanone besteht aus zwei elektromagnetischen Linsen (siehe Abb.3.16). Der Kondensordient dazu, die Strahlöffnung α zu variieren. Da diese über die Strahlhelligkeit $\chi := j/\Delta\Omega = j/(\pi\alpha)$ mit der Stromdichte des Primärstrahls j verbunden ist, kann man beide Parameter nur in Kombination variieren. Hierbei bezeichnet $\Delta\Omega$ den Raumwinkel. Die Auflösung d des Mikroskops hängt dann wie folgt von α ab:

$$d = \left(\frac{4I_p}{\pi^2\chi}\right)^{\frac{1}{2}}\alpha^{-1}$$

I_p ist der Probenstrom. Der Zusammenhang zwischen Auflösung und Primärstrom für derzeit gängige Kathodentypen ¹⁴ zeigt Abbildung 3.17. Das S-800 verwendet

¹⁴Die unterschiedlichen Kathodentypen erzeugen unterschiedliche Stromdichten

eine kalte Feldemissionsquelle.

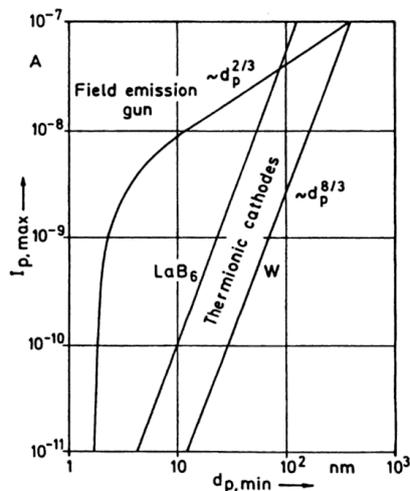


Abbildung 3.17.: Maximaler Probenstrom $I_{p,max}$ über der minimalen Auflösung $d_{p,min}$ für verschiedene Kathodentypen aus Ref.[142]

Die Vergrößerung M des Geräts umfasst einen Bereich von 20-fach bis 300 k-fach. Die Bildbreite B ergibt sich dabei zu $B = 117475000 \text{ nm}/M$. Die vom Hersteller garantierte maximale Auflösung eines Sekundärelektronenbildes beträgt 2 nm. Um in den Bereich dieser ultimativen Auflösung zu gelangen, muss der Primärelektronenstrahl mittels Kondensator und Blenden möglichst stark diskriminiert werden und eine Beschleunigungsenergie von etwa 30 kV gewählt werden, um sphärische sowie chromatische Fehler zu minimieren. Folge ist ein geringer Primärstrom von etwa 160 pA sowie eine niedrige Sekundärelektronenausbeute von etwa 0,2. Schon bei gewöhnlicher Mikroskopie mit dem Everhart-Thornley-Detektor stellen diese geringen Ströme hohe Anforderungen an den Anwender. Zudem sind entsprechend lange Integrationszeiten nötig, um ein akzeptables Signal-zu-Rausch Verhältnis zu gewährleisten. Für den Betrieb im SEMPA sind diese Einstellungen jedoch gänzlich ungeeignet.

Für SEMPA ist ein hoher Sekundärelektronenstrom von mindestens 1 nA notwendig (Kap.3.2.3). Die Betriebsparameter müssen im Hinblick auf das SEMPA-Experiment optimiert werden. Der Zusammenhang zwischen Primärstrom und Sekundärelektronenstrom ist über die SE Ausbeute gegeben. Abbildung 3.18 zeigt die SE- und RE Ausbeuten in Abhängigkeit von der Beschleunigungsenergie am Beispiel einer Kupferprobe. Im Detail hängen die Ausbeuten vom untersuchten Materialsystem ab [160, 142]. Qualitativ ähneln sich die Verläufe für unterschiedliche Materialien jedoch stark. Aus diesem Verlauf folgt daher, dass für SEMPA Untersuchungen niedrige Beschleunigungsspannungen ($< 10 \text{ kV}$) notwendig sind.

Um nun einen geeigneten Parametersatz für den SEMPA Betrieb zu finden wurden die in Abbildung 3.19 dargestellten Parameterkurven aufgenommen.

Durch die Notwendigkeit eines Sekundärelektronenstroms von etwa 1 nA (Kap. 3.2.3) ist man beim S-800 in der Wahl der Einstellungen für die Elektronenkanone recht eingeschränkt. Es ergibt sich die Notwendigkeit keine Objektivblende zu ver-

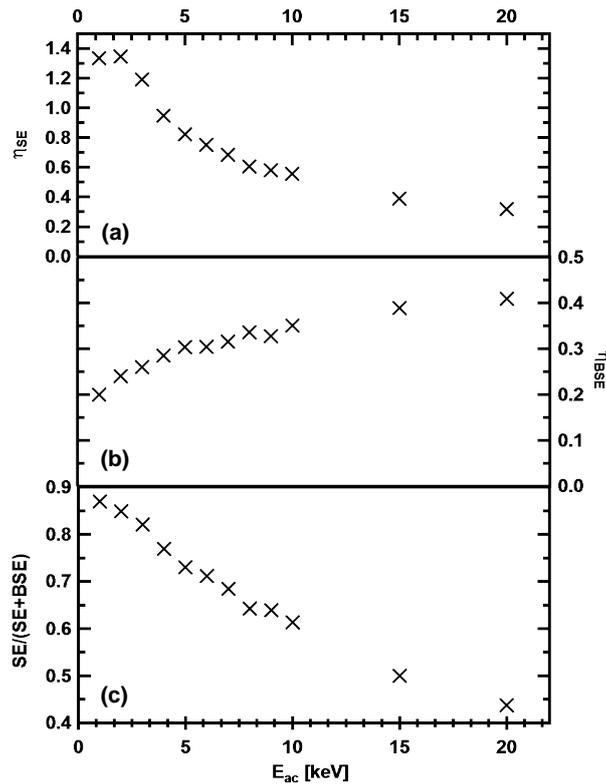


Abbildung 3.18.: SE Ausbeute η_{SE} (a), RE Ausbeute η_{BSE} (b) und Anteil der SE im Verhältnis zu RE+SE (c) in Abhängigkeit der Beschleunigungsenergie E_{ac} . Das Experiment wurde an einer natürlich oxidierten Kupferprobe durchgeführt, um möglichst große zeitliche Stabilität zu gewährleisten.

wenden sowie den Kondensator in einer Einstellung für hohe Transmission zu betreiben (Kondensatorwert 9, Kondensorblende 2). Diese Einstellungen wirken sich sehr negativ auf die Auflösung des Mikroskops aus. Wie in Abbildung 3.20 (a, b) zu sehen, kann bei diesen Parametern nur noch eine Auflösung von etwa 200 nm erreicht werden. Dies reicht für die Beantwortung aktueller Fragestellungen bezüglich der magnetischen Feinstruktur nanostrukturierter Dünnelemente nicht aus. Die Auflösung eines modernen Mikroskops von Zeiss ist zum Vergleich in Abbildung 3.20 (c, d) dargestellt. Dieses Mikroskop liefert bei einer Beschleunigungsspannung von 1 keV immer noch einen Probenstrom von etwa 6 nA und erreicht eine Auflösung von unter 3 nm. Solch moderne Elektronenkanonen haben daher das Potential die SEMPA Technik für modernste Fragestellungen zu rüsten.

Die (einzig) möglichen Parameter für den SEMPA Betrieb der HITACHI S-800 Elektronenkanone sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst.

Es sei noch erwähnt, dass durch die Adsorption von Restgasmolekülen auf der Kathodenoberfläche der Strahlstrom innerhalb von 2 h um etwa 50% abnimmt. Um die Kathode von den Adsorbaten zu befreien muss diese kurzzeitig geheizt (geflasht) werden. Diese Abnahme des Strahlstroms kann auch zur Bewertung des Vakuums im Kopf der Elektronenkanone herangezogen werden. Fällt der Strom innerhalb einer Stunde um mehr als 50%, so sollte die Elektronenkanone erneut ausgeheizt werden.

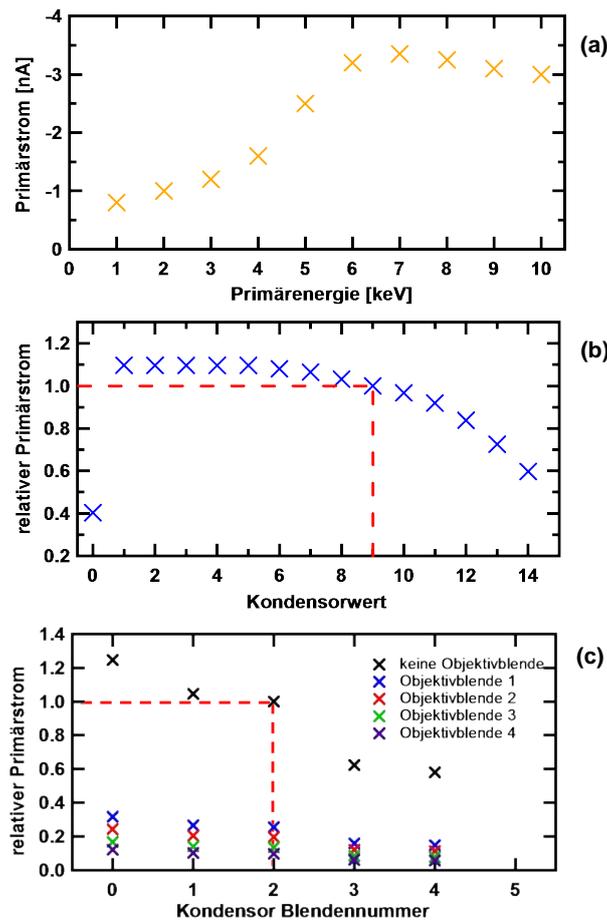


Abbildung 3.19.: Parameterkurven für die Elektronenkanone des HITACHI S-800 REM. (a) Primärstrom in Abhängigkeit der Beschleunigungsenergie bei einem Kondensatorwert von 9, der Kondensatorblende 2 und keiner Objektivlinsenblende. Dies ist auch der Parametersatz für den SEMPA Betrieb. Die Primärenergie wurde dabei gewöhnlich auf 10 keV eingestellt, da die laterale Ortsauflösung für kleinere Elektronenenergien nicht mehr ausreicht, um Strukturen $< 1 \mu\text{m}$ abzubilden. (b) Relative Änderung des Primärstroms in Abhängigkeit der Kondensatorstellung (Kondensatorblende 2, keine Objektivblende). (c) Relative Änderung des Primärstroms in Abhängigkeit der gewählten Objektiv- und Kondensatorblende. Bei der Objektivblende gibt es folgende Blendendurchmesser zu Auswahl: 1= $400 \mu\text{m}$; 2= $300 \mu\text{m}$; 3= $200 \mu\text{m}$; 4= $100 \mu\text{m}$

Um die Elektronenkanone möglichst weit zur Probenormale hin zu neigen (siehe Abb. 3.14) wurde der Objektivlinsen-Polschuh des S-800 neu entworfen und gefertigt. Diese Kippung ist nötig, um bei senkrechtem Abgriff der Detektoroptik die Auflösung des Mikroskops zu optimieren (siehe Kap. 3.2.3). Für die Untersuchung magnetischer Proben ist die Stärke des Objektivlinsen-Streifeldes ein kritischer Parameter. Abbildung 3.21 zeigt die Messung des Objektivlinsen-Streifeldes als Funktion des Abstands senkrecht zum Polschuh. Gemessen wurde mit einer kommerziellen Hallsonde. Am Ort der Probe (10 mm Abstand) wurde für einen typischen Spulenstrom von 1 A ein Streifeld von etwa 0,7 mT gemessen. Dieses Feld reicht aus, um die Richtung der Magnetisierung eines weichmagnetischen Films zu beeinflussen. Das Schaltfeld weichmagnetischer Nanostrukturen sowie von Nanostrukturen oder

Filmen mit weiteren Anisotropiebeiträgen liegt aber für gewöhnlich deutlich höher¹⁵.

Zur Bilderzeugung wird neben dem LEED-Detektor auch ein Everhart-Thornley-Detektor verwendet. Dieser ist in der direkten Verlängerung der optischen Achse der Eingangsoptik des Detektors montiert (siehe Abb. 3.12). So kann er bei eingeschalteter Detektoroptik zur Fokussierung der SE verwendet werden. Allerdings müssen die beiden Elemente des CMA auf gleichem Potential liegen, damit die Elektronen diesen feldfrei und in gerader Flugbahn passieren können. Die Nachweiseffizienz des Everhart-Thornley-Detektors liegt bei nahezu 100% wohingegen die des LEED-Detektors nur etwa 0,1% beträgt. Daher bietet diese Positionierung des Everhart-Thornley-Detektors enorme Vorteile bei der SEMPA Mikroskopie. Einzig zur Justage des Strahlengangs ist es noch notwendig das Summenbild der vier Zählerausgänge des LEED Detektors zu betrachten und auf Intensität zu optimieren.

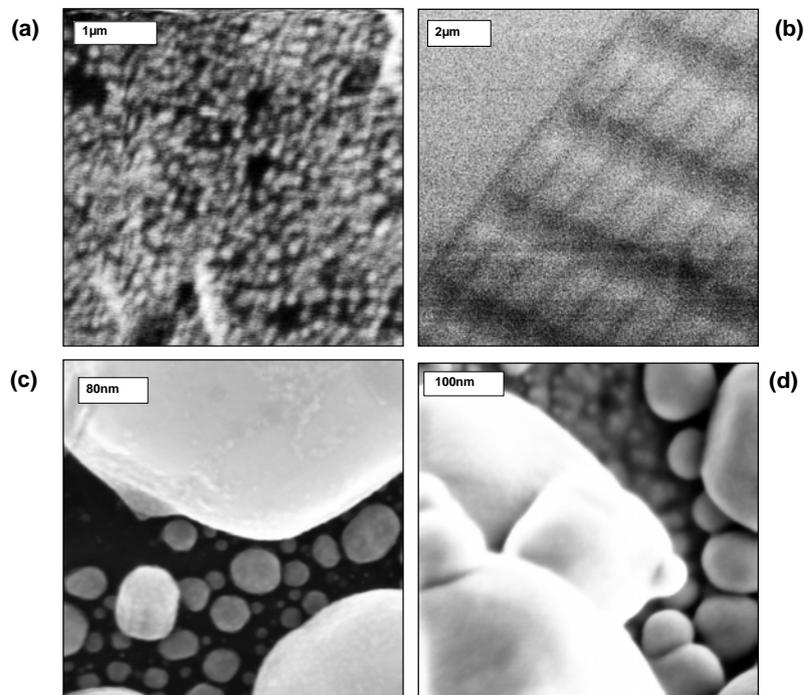


Abbildung 3.20.: Goldpartikel mit Durchmessern von 500 nm bis <30 nm auf Kohle (a,c,d) und Rechtecke aus Permalloy ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) auf Siliziumsubstrat (b) zur Bestimmung der Mikroskopauflösung. Die laterale Dimension der Rechtecke in (b) ist $1 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$. Die kurzen/langen Abstände zwischen den Rechtecken betragen 500 nm/ $1 \mu\text{m}$. (a, b) S-800 bei typischen SEMPA Bedingungen: 10 keV Beschleunigungsenergie, keine Objektivblende, Kondensorblende 2, Kondensorwert 9 und einem Primärstrom von etwa 3 nA. Auflösung etwa 200 nm; (c) Zeiss Sigma bei einer Beschleunigungsenergie von 20 keV und einem Primärstrom von 6 nA. Auflösung 1-2 nm; (d) Zeiss Sigma bei einer Beschleunigungsenergie von 1 keV und einem Primärstrom von 6 nA. Auflösung 2-3 nm

¹⁵Das Schaltfeld eines $1000 \text{ nm} \times 500 \text{ nm} \times 20 \text{ nm}$ Permalloy Rechtecks beträgt beispielsweise etwa 25 mT

Kondensor	9
Kondensorblende	2
Objektivblende	0
Primärstrom	3 nA
Energie	10 keV
Auflösung (Abb.3.20)	ca. 200 nm
SE-Ausbeute ¹⁶	0,35
SE/(SE+BE)	0,5

Tabelle 3.2.: Parameter für den SEMPA Betrieb der HITACHI S-800 Elektronenkanone

Das Sekundärelektronenbild wird beim HITACHE S-800 wahlweise auf einem Elektrolumineszenz-Bildschirm oder als Polaroid ausgegeben. Um die Bilder dennoch digital zu verarbeiten, wurde die Rasterkontrolle sowie die Signalverarbeitung des Everhard-Thornley-Detektors auf eine moderne, externe Rastereinheit (DISS5/Point Electronics) übertragen.

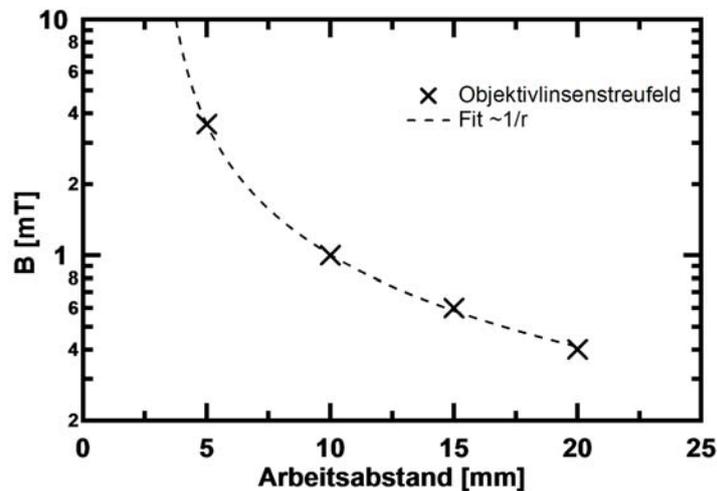


Abbildung 3.21.: Objektivlinsenstreufeld des Hitachi S-800 bei einem typischen Spulenstrom von 1 A in Abhängigkeit des senkrechten Abstands zum Polschuh.

¹⁶Für Fe siehe Ref.[142].

Das Spin-Detektionssystem

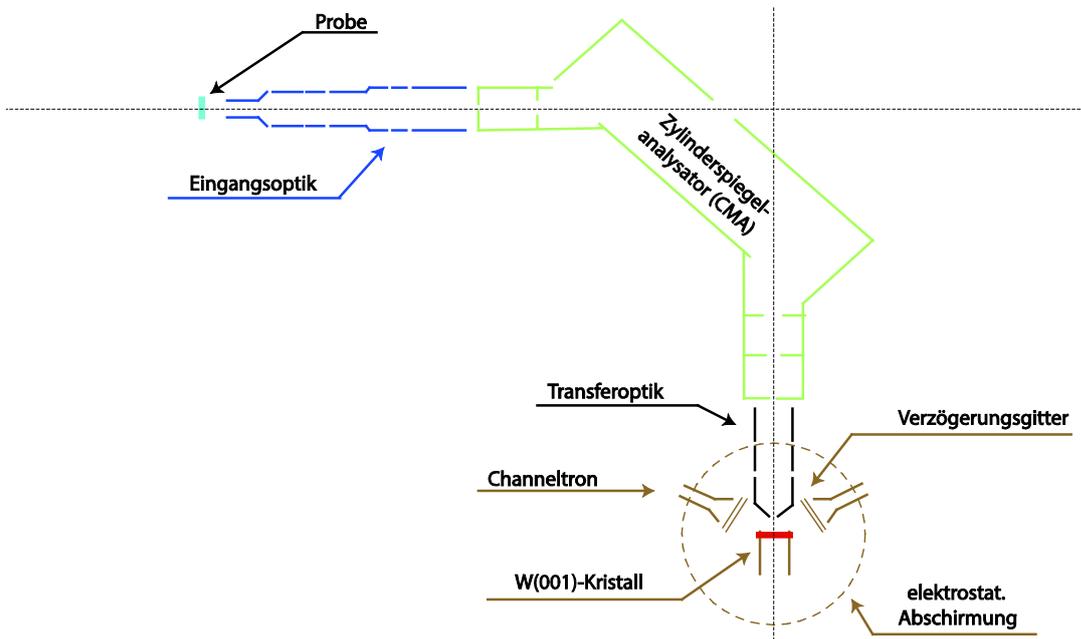


Abbildung 3.22.: Skizze des Spin-Detektionssystems. Farblich markiert ist die Probe ●, der W(001)-Kristall ●, der LEED-Detektor ● sowie die optischen Komponenten des Systems. Diese sind die Eingangsoptik ●, der Zylinderspiegelanalysator(CMA) ● und die Transferoptik ●.

Das in Abbildung 3.22 skizzierte Spin-Detektionssystem des Experiments besteht aus vier wesentlichen Komponenten: Der Eingangsoptik, dem Zylinderspiegelanalysator (CMA), der Transferoptik und dem LEED-Detektor. Diese werden im Folgenden diskutiert.

Die Eingangsoptik

Die Eingangsoptik besteht aus sechs elektrostatischen Linsenelementen welche den Strahl auf die Eintrittsblende des CMA fokussieren. Die erste Elektrode wird auf ein hohes Potentiale von 2-4 kV gelegt, um möglichst alle SE in die Optik zu beschleunigen. Das letzte Linsenelement wird auf die Analysator-Energie des CMA (siehe 3.2.4) gelegt, um einen feldverformungsfreien Eintritt in diesen zu gewährleisten.

Das erste und das vierte Linsenelement ist in vier gleichgroße Segmente aufgeteilt. Somit wirken diese Linsen wie ein elektrostatischer Quadrupol und können für Richtungskorrekturen des einfallenden Sekundärelektronenstrahls verwendet werden. Ursachen für Abweichungen die solche Korrekturen notwendig machen sind zum einen elektro- und magnetostatische Felder, wie sie vor allem von den optischen Elementen der Elektronenkanone erzeugt werden. Zum anderen müssen Proben-Verkippung sowie ein Versatz der optischen Achsen elektronenoptisch korrigiert werden.

Die Hauptaufgabe des ersten Quadrupols ist es, das Sichtfeld der Eingangsapertur des CMA im Hinblick auf den Rasterbereich des REM zu zentrieren. Der zweite Quadrupol hat dann dafür zu sorgen, dass der Strahl parallel zur Eintrittsachse

des CMA verläuft. Durch die Punkt-zu-Punkt Abbildung des CMA zwischen seiner Eintritts- und Austrittsblende wird so auch das LEED-Muster relativ zu den Zählereingängen justiert.

Die Potentialverläufe eines elektrostatischen Multi-Linsensystems können nur mit Hilfe numerischer Verfahren berechnet werden [161, 162, 163, 164]. Um ein besseres Verständnis für die optischen Eigenschaften der Einschussoptik zu erhalten, wurde die in Abb. 3.23 dargestellte elektronenoptische Simulation angefertigt. Die hierfür verwendeten Potentiale (siehe Tabelle 3.3) der elektrostatischen Linsenelemente

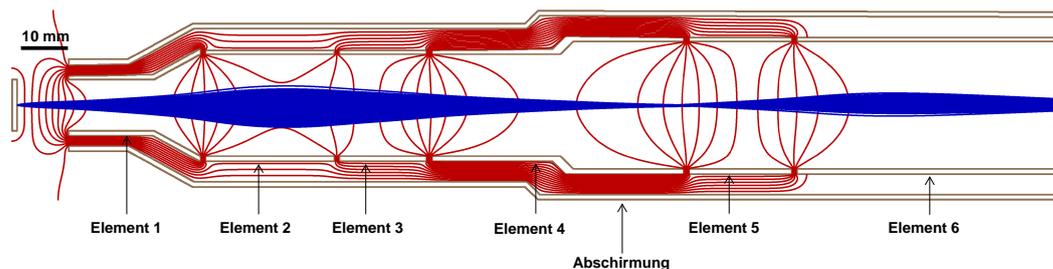


Abbildung 3.23.: Potentialverlauf (rot) und Flugbahn der Elektronen (blau) für die Geometrie der Eingangsoptik mit den Potentialen wie sie in Tabelle 3.3 angegeben sind. Die Elektronen starten dabei auf der Probe 10 mm vor dem ersten optischen Element der Eingangsoptik auf 0 V. Ihre Energieverteilung liegt zwischen (0-10) eV und ist entsprechend Gleichung 3.18 gewichtet. Ihre Startwinkel liegen zwischen $\alpha = -70^\circ$ und $\alpha = +70^\circ$, wobei α der Winkel zur Probenormalen ist.

elementen (Element 1 bis Element 6) können als Ausgangspunkt für das iterative justieren der Eingangsoptik verwendet werden. Ein Vergleich der, letztendlich im Experiment verwendeten Einstellungen mit den zur Simulation verwendeten (siehe Tabelle 3.3) zeigt jedoch, dass sich die optischen Eigenschaften des Strahlengangs aus Abbildung 3.23 nicht grundlegend von den experimentellen Gegebenheiten unterscheiden. Allerdings ist es unmöglich alle experimentell auftretenden Störungen und apparativen Asymmetrien mit in die Simulation einzubeziehen. Die durchgeführte Rechnung ist daher im Wesentlichen als Anschauungshilfe für das Funktionsprinzip der Elektronenoptik gedacht.

	Simulation	Experiment
Probe/kV	0	Gnd
Element 1/kV	3	3,1
Element 2/kV	1	1,6
Element 3/kV	2	2,6
Element 4/kV	4	3,1
Element 5/kV	2	1,2
Element 6/kV	0,3	0,36
Abschirmung /kV	0	Gnd

Tabelle 3.3.: Potentiale der elektrostatischen Linsenelementen (Element 1 bis Element 6) in der Simulation (SIMION) und im Experiment.

In Abbildung 3.24 ist die Kollektionseffizienz der Eingangsoptik für Elektronen unterschiedlicher Energie in Abhängigkeit des Potentials am ersten optischen Element

aufgetragen. Die Startwinkelverteilung der Elektronen wurde hierfür mit $\alpha = -70^\circ$ bis $\alpha = +70^\circ$ angenommen, wobei α der Winkel zur Probennormalen ist. Ab Abgriff-Spannungen von 3 kV sammelt man alle Elektronen unterhalb von 20 eV ein. Dies entspricht gemäß Gleichung 3.18 91% der Sekundärelektronen.

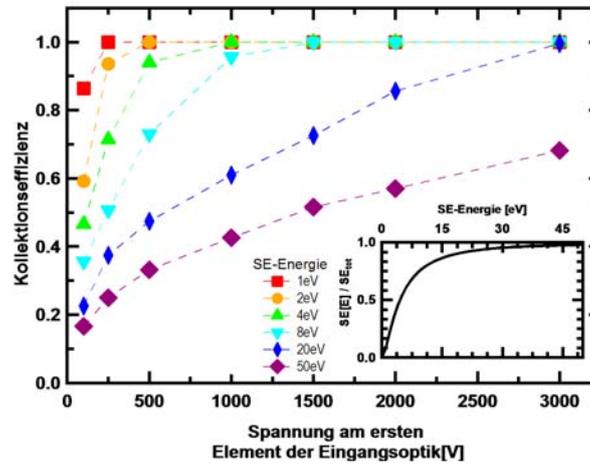


Abbildung 3.24.: Kollektionseffizienz der Eingangsoptik in Abhängigkeit des Potentials am ersten optischen Element. Die Kollektionseffizienz ist dabei das Verhältnis aus eingesammelten SE einer gewissen Energie (siehe Symbollegende im Graph) im Verhältnis zur Gesamtheit der emittierten SE dieser Energie. Die Startwinkelverteilung der Elektronen wurde hierfür mit $\alpha = -70^\circ$ bis $\alpha = +70^\circ$ angenommen, wobei α der Winkel zur Probennormalen ist. Ab Abgriff-Spannungen von 3 kV sammelt man alle Elektronen unterhalb von 20 eV ein. Dies entspricht gemäß Gleichung 3.18 91% der Sekundärelektronen. In der eingesetzten Grafik ist der relative Anteil der SE in einem Energiefenster von 0 V bis E im Verhältnis zur Gesamtheit der SE in Abhängigkeit der Energie E aufgetragen.

In Abbildung 3.25 sind die Ergebnisse der numerischen Simulationen zur Kollektionseffizienz in Abhängigkeit des Abstands der Probe vom ersten Element der Eingangsoptik zu sehen. Die Simulationsparameter finden sich in der Bildunterschrift. Bei einer Kollektorspannung von 3 kV ist mindestens ein Probenabstand 10 mm notwendig, um alle Elektronen mit Energien < 20 eV einzusammeln.

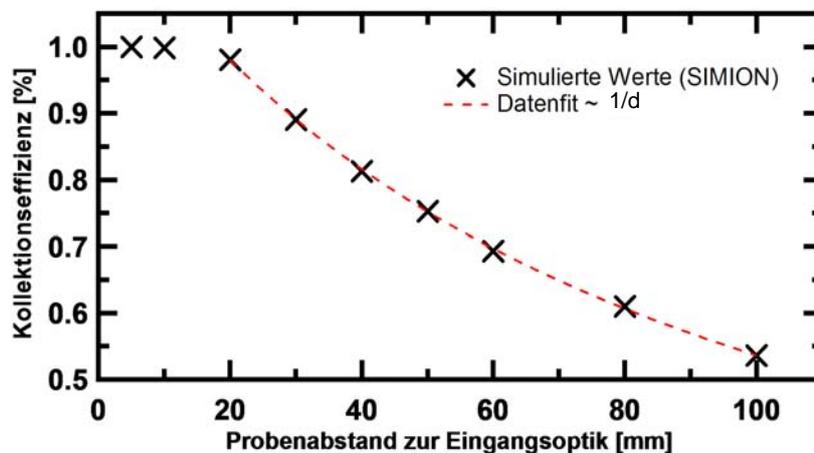


Abbildung 3.25.: Kollektionseffizienz der Eingangsoptik als Funktion des Probenabstands. Numerisch berechneten Kollektionseffizienz (SIMION) als Funktion des Abstands d der Probe vom ersten Element der Detektoroptik. Kollektionseffizienz bezeichnet hierbei das Verhältnis von Elektronen, welche das erste optische Element ungehindert passieren zur Gesamtheit der von der Probe emittierten Elektronen. Für diese Rechnung wurde das Potential der optischen Elemente auf 3 kV gelegt. In diesem Fall ist die Kollektionseffizienz bis zu einem Abstand $d=20$ mm gleich 1. Für größere Abstände $d > 20$ mm nimmt die Kollektionseffizienz $\propto 1/d$ ab.

Der Zylinderspiegelanalysators (CMA)

Der 90°-Ausschnitt des Zylinderspiegelanalysators (siehe Abb. 3.26) sorgt dafür, dass die Flugbahn der SE vor der Streuung am W(001) eine 90°-Kurve beschreibt, wodurch es möglich ist, mit dem LEED Detektor die Senkrechtkomponente der Probenmagnetisierung zu messen (siehe Kap. 3.1.5). Natürlich ist ein CMA auch ein Energiefilter. Somit ist es m Prinzip möglich die Spinpolarisation der Sekundärelektronen mit dem LEED-Detektor energieaufgelöst zu messen. Für die Bildgebung ist dieser schmalbandige Betriebsmodus jedoch nicht praktikabel.

Aus den Ergebnissen von Photoelektronenspektroskopie mit einem baugleichen CMA am Berliner Synchrotron (BESSY I) sind die Spektrometer-Konstante $C_{sp} = 1,23$ sowie die relative Energieauflösung $\Delta E/E_0 = 2,7\%$ für die verwendete Blende mit einem Durchmesser von 3,5 mm bekannt [165]. E_0 ist hierbei die Nachweisenergie des Analysators, welche über $E_0 = e\Delta UC_{sp}$ bestimmt werden kann. ΔU ist die Spannungsdifferenz zwischen Innen- und Außen-Zylinder des CMA und e die Elementarladung.

In Kapitel 3.1.5 wurde ein Energiefenster von $\Delta E \approx (10-15)$ eV vorgeschlagen, um die Leistungsfähigkeit des SMEPA gegenüber einem monochromatischen Detektor in Hinblick auf die Bildgebung optimal zu erhöhen. Aus dieser Forderung resultiert eine Pfadenergie $E_0=(370-556)$ eV und daraus eine Potentialdifferenz von $\Delta U=(301-452)$ V zwischen innerem und äußerem Element des CMA. Um die Homogenität des Felds innerhalb des CMA sicherzustellen sind die seitlich offenen Flächen mit metallischen Schirmungselementen versehen (siehe Abb. 3.26). Um deren Potentiale einzustellen sind diese über eine Widerstands-Kaskade mit dem äußeren und inneren Element

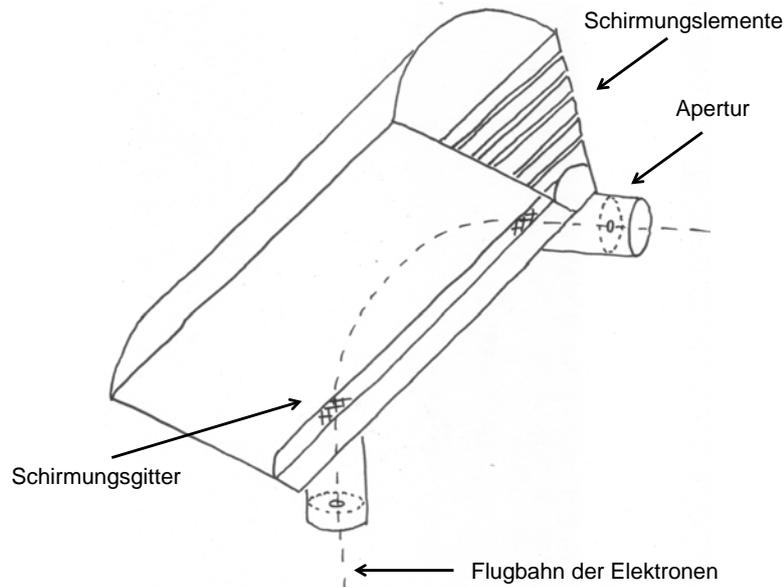


Abbildung 3.26.: Schematische Darstellung des 90°-Ausschnitts eines Zylinderspiegelanalyzeres durch eine Handskizze. Mit der gestrichelten Linie ist die Flugbahn der Elektronen angedeutet. Seitlich sind die metallischen Schirmungselemente zu sehen.

des CMA verbunden.

In Abbildung 3.1.5 ist die Transmission des CMA als Funktion der Lage des Energiefensters relativ zur Probenerde dargestellt. Experimentell wurde hierfür das Potential des inneren Elements U_{innen} variiert, wobei aber die Potentialdifferenz zwischen innerem und äußerem Element konstant gehalten wurde $\Delta U = U_{ausser} - U_{innen} = 300 \text{ V} = \text{const.}$, so dass $E_0 = 368 \text{ V} = \text{const.}$ und $\Delta E = 10 \text{ eV} = \text{const.}$ gilt.

Man sieht in Abbildung 3.1.5, dass die Transmission des CMA seitlich der Pfadenergie E_0 abnimmt. Dabei werden kleinere Energien über einen breiteren Energiebereich diskriminiert wohingegen die Abschneidekante zu größeren Energien hin relativ scharf ist. Das FWHM dieser Verteilung beträgt $\text{FWHM} = 7 \text{ eV}$.

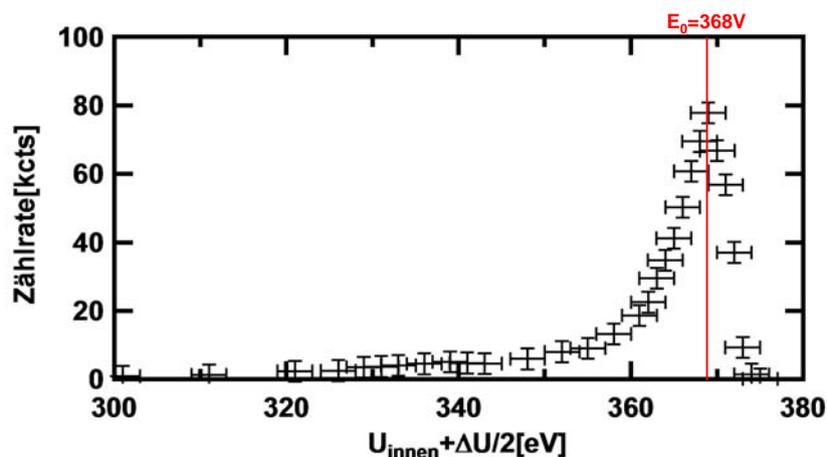


Abbildung 3.27.: Transmissionscharakteristik des CMA. Die Abtastung wurde mit einem Energiefenster von $\Delta E = 5$ eV durchgeführt. Die Pfadenergie beträgt $E_0 = 368$ eV. Zur Messung wurde das innere Potential verfahren wobei $\Delta U = U_{au\beta en} - U_{innen} = 180$ V=const. gehalten wurde. Die Halbwertbreite des Peaks bei 368 eV beträgt FWHM=7 eV.

Die Transferoptik

Abbildung 3.28 zeigt die elektronenoptische Simulation der Transferoptik. Die Transferoptik besteht aus einer elektrostatischen Einzellinse. Ihr erstes Element befindet sich hinter der Austrittsblende des CMA. Sie ist dafür verantwortlich, den beleuchteten Austrittsspalt des CMA auf die sensitive Oberfläche des Wolframkristalls (6 mm×6 mm) abzubilden. Damit die Elektronen feldfrei aus dem CMA austreten können liegt das erste Element auf dem Potential des Analysator-Kristalls. Mit dem Potential des zweiten Elements ändert man bei dieser Linse ihre abbildenden Eigenschaften. Um eine feldfreie Flugbahn der LEED gestreuten Elektronen zu gewährleisten liegt das dritte Element auf dem Streupotential des Wolframkristalls ($U_S = 102,5$ V).

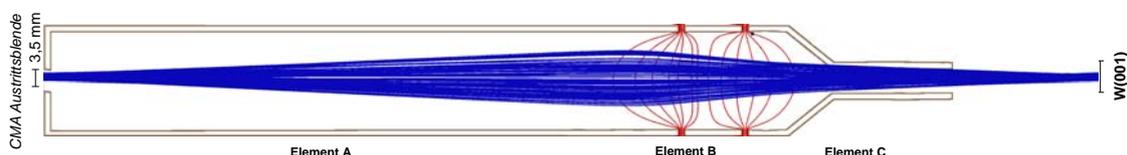


Abbildung 3.28.: Potentialverlauf (rot) und Flugbahn der Elektronen (blau) für die Transferoptik. Die Elektronen starten dabei auf der Ausgangsblende des CMA. Ihre Energieverteilung liegt zwischen (300-310) eV und ist entsprechend Gleichung 3.18 gewichtet. Ihre Startwinkel liegen zwischen $\alpha = \pm 5^\circ$, wobei α der Winkel zur optischen Achse ist.

Der LEED-Detektor

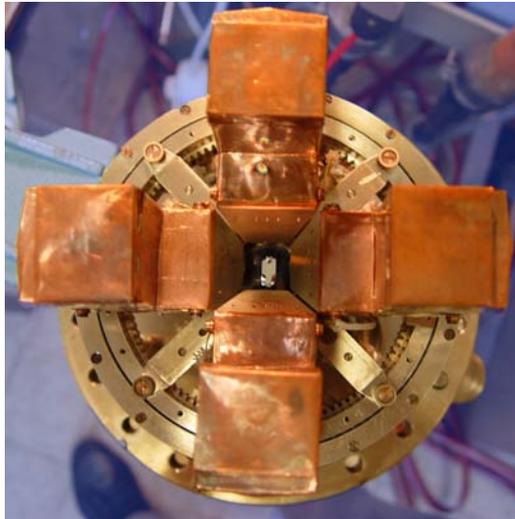


Abbildung 3.29.: Draufsicht auf den LEED Detektor. Zentral glänzt der Wolframkristall. Vier kupferne Gehäuse sind symmetrisch um den W(001) orientiert. In diesen sitzen die Elektronenzähler (Channeltrons).

Eine Fotografie des LEED-Detektors ist in Abbildung 3.29 zu sehen. Der silbrig glänzende $1 \text{ mm} \times 5 \text{ mm}$ große Detektorkristall befindet sich im Zentrum des Spin-Detektionssystems. Die SE, welche in den gesamten Halbraum oberhalb der Probe emittieren, erreichen den Kristall nach Durchlaufen der Detektoroptik als quasisparalleles Strahlenbündel. Der Großteil dieser Elektronen streut unter nahezu senkrechtem Einfall an der Oberfläche des W(001). Um die Bahn des gestreuten Strahls nicht zu stören, wird die gesamte Kristallumgebung sowie das letzte Element der Transferoptik auf demselben (Streu) Potential U_s gehalten. Die in die (2,0) Reflexe gestreuten Elektronen verlassen diesen feldfreien Raum dann jeweils durch ein metallisches Gitter auf demselben Potential. Hinter diesem ersten Gittern befindet sich jeweils ein zweites Gitter, dessen Potential nahe der Probenerde liegt ($\approx 10 \text{ V}$). Diese Konstruktion wirkt als Hochpass-Energiefilter. Dieser Filter blockiert die Transmission von SE, welche am Kristall oder in seiner Umgebung erzeugt werden sowie einen Großteil der inelastisch gestreuten Elektronen.

Da Elektronen mit unterschiedlichen Energien in verschiedene Raumwinkel gestreut werden wirkt die endliche Apertur, welche durch die Halterung der Gitter definiert wird, zudem als Energie-Diskriminator. Der Winkel unter dem die (2,0) Reflexe bei der Streuung mit der kinetischen Energie $e \cdot U$ am W(001) (Gitterabstand $a=316,2 \text{ pm}$) auftreten ergibt sich mithilfe der de Broglie Wellenlänge $\lambda = h/\sqrt{2m_e E}$

aus der kinematischen Theorie ¹⁷:

$$\cos(\alpha) = 2/a \cdot \lambda \quad (3.33)$$

$$\alpha(E) = \text{ArcCos} \left(7,736 \sqrt{eV/E} \right) \quad (3.34)$$

$$(3.35)$$

Für die Streuenergie $E = 104.5$ eV (siehe Abb. 3.3) ergibt sich damit ein Winkel zur Kristallebene von $\alpha(104.5 \text{ eV}) = 40,82^\circ$. Unter Berücksichtigung des Abstandes vom Kristall zur Halterung der Gitter $r=44,81$ mm und des Apertur-Durchmessers $d=19,5$ mm ergibt sich ein Öffnungswinkel von $\Delta\beta = \pm 12,28^\circ$. Nähert man die winkelabhängige Intensitätsverteilung hinter dieser Apertur durch ein Gauß-Profil und setzt $\Delta\beta = 4\sigma$, so erhält man die folgende asymmetrische Energiefilterfunktion [158]:

$$F(E) = \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{\alpha(E) - \alpha_0}{\sigma} \right)^2 \right] \quad (3.36)$$

$$= \exp \left[-2 \left(\frac{\text{ArcCos} \left(7,736 \sqrt{eV/E} \right) - 40,82^\circ}{6,14} \right)^2 \right] \quad (3.37)$$

welche in Abbildung 3.30 graphisch dargestellt ist.

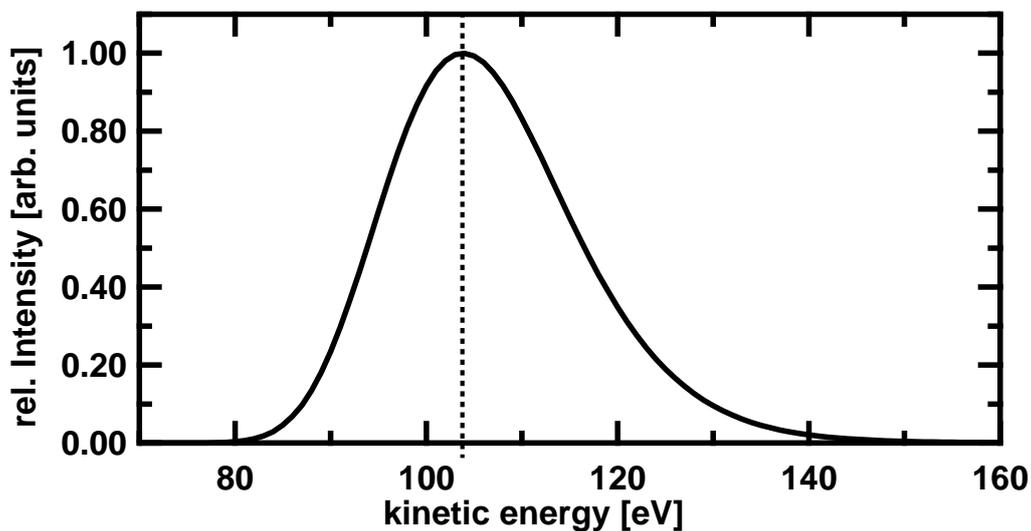


Abbildung 3.30.: Graphische Darstellung der asymmetrischen Energiefilterfunktion $F(E)$, welche durch die Größe der Apertur vor den Zählereingängen gemäß Gleichung 3.36 verursacht wird.

¹⁷Zu beachten ist dabei die spezielle Streugeometrie: Senkrechter Einfall zur Kristallebene sowie parallel zu einer der beiden Spiegelebenen des W(001)

Die Anforderungen an das nachfolgende Zählersystem ergeben sich aus den Forderungen in Kapitel 3.2.3, wonach ein Sekundärelektronenstrom von etwa 1 nA benötigt wird, um bei Messzeiten von etwa 10 Minuten ein SNR von 10 zu realisieren. Mit der Reflektivität des W(001) in der Größenordnung von 10^{-3} (siehe Abb. 3.3) ergibt sich eine Zählrate von etwa 6 MHz. Solche Zählraten können von den verwendeten Channeltrons nicht verarbeitet werden. Tatsächlich liegen die Zählraten im Experiment zwischen 200-500 kHz. Um diese Zählrate problemlos zu verarbeiten, wurde ein Zählersystem, bestehend aus Channeltron und schnellem, rauscharem Vorverstärker (Typ F-100E) aufgebaut.

Nachdem die Elektronen beide Gitter durchquert haben, werden sie auf den Eingang des nachfolgenden Channeltrons beschleunigt. Dort lösen sie weitere Elektronen aus, welche durch eine angelegte Hochspannung innerhalb des Channeltronkanals vervielfacht werden. Der Kanaleingang ist trichterförmig aufgeweitet, um die empfindliche Fläche zu vergrößern. Der Kanal selbst ist kreisförmig gebogen, um das Ionenfeedback zu verhindern. Ein Elektron am Eingang erzeugt hierbei eine Ladungswolke von $\approx 10^8$ Elektronen am Ausgang mit einer Pulsbreite von etwa 15 ns und Anstiegszeiten von etwa 3 ns. Die so entstehenden Strompulse werden auf einer nachgeschalteten Anode eingesammelt und über einen Kondensator von der Hochspannung entkoppelt. Die Grenzfrequenz dieses Hochpasses wird durch die Eingangsimpedanz des nachfolgenden Puls-Vorverstärker/Diskriminator (Typ F-1000E) von $R=50 \Omega$ und der Kapazität des Auskoppelkondensators zu $f_c = 1/(2\pi RC)$ bestimmt. Für den Kondensator ergibt sich somit eine sinnvolle Dimensionierung zwischen 10 pF bis 20 pF.

Zur weiteren Verarbeitung der gemessenen Ereignisse wird ein PC verwendet. Dieser erhält über eine Zählerkarte (NI PCI-6602) auf dem Steckplatz eines PCI-Express Busses Zugriff auf die gemessenen Ereignisse in Echtzeit. Die benötigte Software wurde mit Labview programmiert.

Da Wasserstoffanlagerungen auf der Oberfläche des W(001) dessen Detektoreffizienz reduzieren, sollten diese vor jeder Messung desorbiert werden. Dafür wird der Kristall mit einem elektrischen Strom von etwa 40 A innerhalb von 20 s auf eine Temperatur von etwa 1800K geheizt. Nach einer Haltezeit von 10 s und weiteren 10 Minuten zum Abkühlen des Kristalls auf RT ist das Mikroskop wieder einsatzbereit. Weitere Details zu dieser Säuberungsprozedur finden man in Ref. [166, 167].

Abbildung 3.31 zeigt die $I(U_{Streu})$ -Kurve¹⁸ der (2,0) Reflexe bei LEED Streuung am Detektorkristall. Dabei ist U_{Streu} das Streupotential am Detektorkristall. Der Primärstrahl ist in diesem Fall unpolarisiert. Die SE stammen hier aus einer oxidierten Kupferprobe. Solch eine Aufnahme hilft bei der Beurteilung der Qualität der Kristalloberfläche sowie der elektronenoptischen Einstellungen.

Die Maxima der (2,0) bzw. $(\bar{2},0)$ Reflexe der gegenüberliegenden Zähler 1 und 3 befinden sich bei etwa 103 V. Die Maxima der Zähler 2 und 4 bei etwa 108 V. Rechnersich sollten sich die Intensitätsmaxima der $I(U_{Streu})$ Kurve aus Abbildung 3.31 bei

¹⁸Im Gegensatz zu der monochromatischen $I(V)$ -Kurve aus Abbildung 3.3 sind die $I(U_{Streu})$ -Kurve in Abbildung 3.31 mit der typischen Energieverteilung des SEMPA abgetastet. Daher sind sie im Gegensatz zu Abbildung 3.31 mit der Transmissionscharakteristik des CMA (Abb. 3.27) sowie der SE Verteilung (Gl. 3.18) gewichtet. Das Maximum dieser Verteilung liegt bei etwa 2 eV. Beim Vergleich mit Abbildung 3.3 ist dies zu berücksichtigen.

einem Streupotential von etwa 104 V befinden ¹⁹[158]. Für diese Berechnung wurde sowohl der Einfluss der SE Verteilung sowie der Filtereigenschaften der Detektoreingänge berücksichtigt. Die experimentell beobachtete Abweichung begründet sich durch apparative Asymmetrien, welche durch die gewählte Einstellung der zweiten Quadrupol Linse nicht vollständig ausgeglichen wurden.

Des Weiteren ist der (2,0)-Reflex in allen vier Kanälen deutlich sichtbar und es sind keine ausgeprägten Doppelstrukturen zu erkennen. Dies ist ein Zeichen für eine saubere Kristalloberfläche. Eine ausführliche Diskussion zur Bewertung dieser Scans im Hinblick auf Oberflächenstruktur und Streubedingungen des W(001) finden sich in Kapitel 3.2.6.

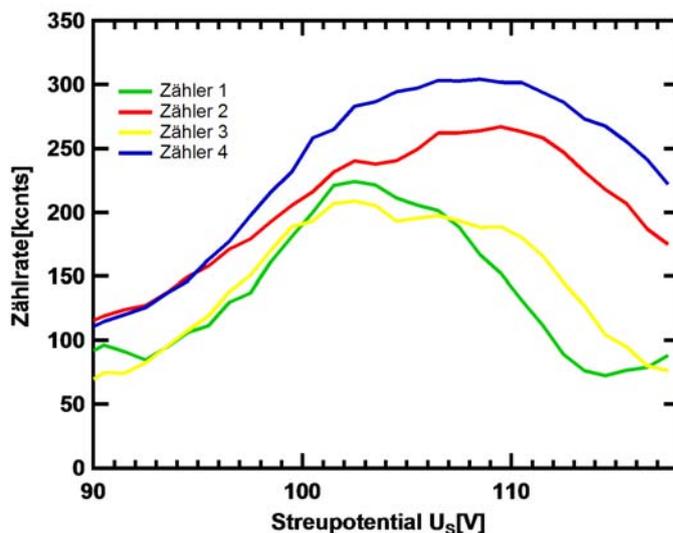


Abbildung 3.31.: $I(U_{Streu})$ -Kurve der (2,0) Reflexe bei LEED Streuung am Detektorkristall. U_{Streu} ist das Streupotential am Detektorkristall. Der Primärstrahl ist unpolarisiert. Die SE stammen aus einer oxidierten Kupferprobe.

3.2.5. Probenpräparation und Informationstiefe

Obwohl die Kaskade der SE tief im Inneren einer Probe startet ²⁰ wird ihre Polarisation erst durch die letzten Wechselwirkungen im Material festgelegt. Diese finden in einer Distanz zur Oberfläche statt, welche über die mittlere freie Weglänge λ eines Elektrons festgelegt wird ²¹. λ ist somit ein Maß für die Informationstiefe des SEMPA.

Für viele Metalle findet man ein ähnliches Verhalten von λ als Funktion der Elektronenenergie. Unter anderem besitzt λ für alle Metalle ein Minimum im Energiebereich zwischen 50 eV und 100 eV. In diesem Bereich ist die inelastische Streurrate der Elektronen durch Anregung von Rumpfelektronen, Plasmonen und die Erzeugung

¹⁹Das Maximum der Intensität liegt etwas oberhalb des Qualitätsmaximums ($Q = T \cdot A^2$) von 102.5 V

²⁰Materialabhängig startet diese Kaskade in Tiefen von einigen 100 nm bis hin zu ein paar μm

²¹Die mittlere freie Weglänge λ eines Elektrons ist die mittlere Distanz die es zwischen zwei inelastischen Stößen zurücklegt

von Elektron-Loch Paaren am größten. Durch den Vergleich einer Vielzahl von experimentellen Daten [168, 169, 170] wurde der, als Universelle Kurve bekannte Verlauf der mittleren freien Weglänge in Abhängigkeit der Elektronenenergie ermittelt. Die Messdaten für verschiedene Metalle streuen jedoch stark um diesen theoretischen Verlauf. Da λ unter anderem noch von der Ausbreitungsrichtung der Elektronen sowie der Anzahl von Fehlstellen im Gefüge abhängt kann diese Universelle Kurve nur als Anhaltspunkt für die mittlere freie Weglänge dienen. Zudem ist die Streurrate (und damit λ) gerade im Energiebereich der SE (0 eV -20 eV) in hohem Maße materialabhängig.

In ferromagnetischen Materialien hängt die mittlere freie Weglänge der Elektronen außerdem noch von der Spin-Orientierung der Elektronen relativ zur Magnetisierung in der Probe ab. Dabei ist die mittlere freie Weglänge für Majoritätselektronen größer als für Minoritätselektronen [171]. Die über beide Spin-Orientierungen gemittelten Werte der mittleren freien Weglänge λ betragen dabei für Eisen 0.6 nm, für Kobalt 0.8 nm und für Nickel 1.1 nm bei Energien zwischen 5 und 15 eV [149]. Bei Energien unterhalb von 1 eV nimmt λ aufgrund einer geringeren Streuwahrscheinlichkeit nahe der Fermi-Energie zu und erreicht nach Ref. [172] für Majoritätselektronen in Eisen und Nickel bei einer Energie von $E=0.5$ eV einen Wert von etwa 260 Å. Hong und Mills [173] berechneten λ in Eisen und Nickel bis hinab zu $E=1$ eV und ermittelten bei dieser Energie ein λ von 19 bzw. 28 Å für Majoritätselektronen.

Bei niederenergetischen Elektronen im Bereich von 0 eV bis 5 eV führt die unterschiedliche Streuhäufigkeit für Majoritäts- und Minoritätselektronen in Ferromagneten zu einer Polarisierungserhöhung der emittierten Elektronen verglichen mit der mittleren Bandpolarisation am Fermi-Niveau. Dies ist für einen guten Bildkontrast in SEMPA von entscheidender Bedeutung, da die größte Anzahl der emittierten SE Energien in diesem Bereich besitzt. Abraham und Hopster zeigten für Ni(110), dass diese Polarisierung für SE im Energiebereich von 0 eV bis 10 eV durch Oxidation von nur 4 bis 5 Å (3-4 ML) auf $1/e$ abfällt [174]. Diese Größe wird in der Literatur als Informationstiefe der Spinpolarisation der Sekundärelektronen bezeichnet. Für Fe(100) fanden VanZandt und Browning eine Informationstiefe von 2,2 (2,9) nm bei kinetischen Energien von 10 (2) eV [175].

All diese Ergebnisse zeigen deutlich, dass die für SEMPA relevante Information lediglich aus den oberen Monolagen der Probe stammt. Falls die Oberfläche der Probe oxidiert oder mit Adsorbaten belegt ist kann daher keine Abbildung der Probenmagnetisierung erzeugt werden.

Säubern von Oberflächen

Um saubere Probenoberflächen zu gewährleisten können die Proben entweder in-situ hergestellt oder vor der Messung durch Ar^+ Ionenätzen gereinigt werden [176]. In jedem Fall sind Ultrahochvakuum-Bedingungen notwendig, um die Kontamination der Oberfläche durch Restgasatome zu reduzieren. Bei einem Basisdruck von 10^{-10} mbar dauert es etwa eine Stunde bis eine ML Fremdatome auf der Oberfläche adsorbiert sind. Um einen guten Spin-Kontrast zu bewahren sollte die Probe deshalb mindestens einmal pro Messtag gesäubert werden.

Im Folgenden wird die, im Experiment für das Säubern verwendete, Ar^+ -Ionenkanone

vorgestellt. Abbildung 3.32 (a) zeigt den, auf der Probe gemessenen Ionenstrom als Funktion der Ionenenergie. Oberhalb von etwa 1 keV ist dieser nahezu konstant. Zu kleineren Energien hin fällt er stark ab. Da auch die Abtragsrate mit sinkender Energie [177] abnimmt dauert das Reinigen unter diesen Bedingungen deutlich länger.

Aufgrund des destruktiven Charakters dieser Säuberungsmethode können Energien < 1 keV für spezielle Proben jedoch notwendig sein. In einer Studie von McMorran et. al. wird der destruktive Einfluss des Ar^+ -Ionenätzens auf ein ferromagnetisches $\text{Co}_{0.4nm}/\text{Pd}_{0.6nm}$ Multilagensystems mit SEMPA untersucht [178]. Die Magnetisierung steht in diesem System senkrecht zur Probenoberfläche. Diese Orientierung wird im Wesentlichen durch die Qualität der Co/Pd Grenzflächen erzeugt. Durch eine Zerstörung der Grenzflächen kippt die Magnetisierung in die Ebene. Die Magnetisierung in diesem System ist daher sehr sensitiv auf den destruktiven Einfluss der Ar^+ -Ionen. Die Studie zeigt, dass lediglich bei Ionenenergien von 50 eV keine Beeinflussung der Orientierung der Magnetisierung auftritt. Bei Ionenenergien von 1 keV ist der Einfluss moderat, bei 2 keV hingegen wird die Orientierung der Magnetisierung signifikant geändert.

Abbildung 3.32 (b) zeigt den Ionenstrom als Funktion des Ar-Gasdrucks im Rezipienten. Der optimale Arbeitsdruck der Ionenkanone liegt bei $1 \cdot 10^{-6}$ mbar. Dies entspricht etwa einem Druck von 10^{-5} mbar im Ionisationsvolumen der Ionenkanone. Dieses ist über zwei Druckstufen (Blenden von etwa 5 mm) vom Rezipienten getrennt. Häufiges Ar^+ -Ionenätzen verschlechtert den Basisdruck im Rezipienten über einen längeren Zeitraum. Daher wird ein Druck von $4 \cdot 10^{-7}$ mbar für das Ionenätzen empfohlen.

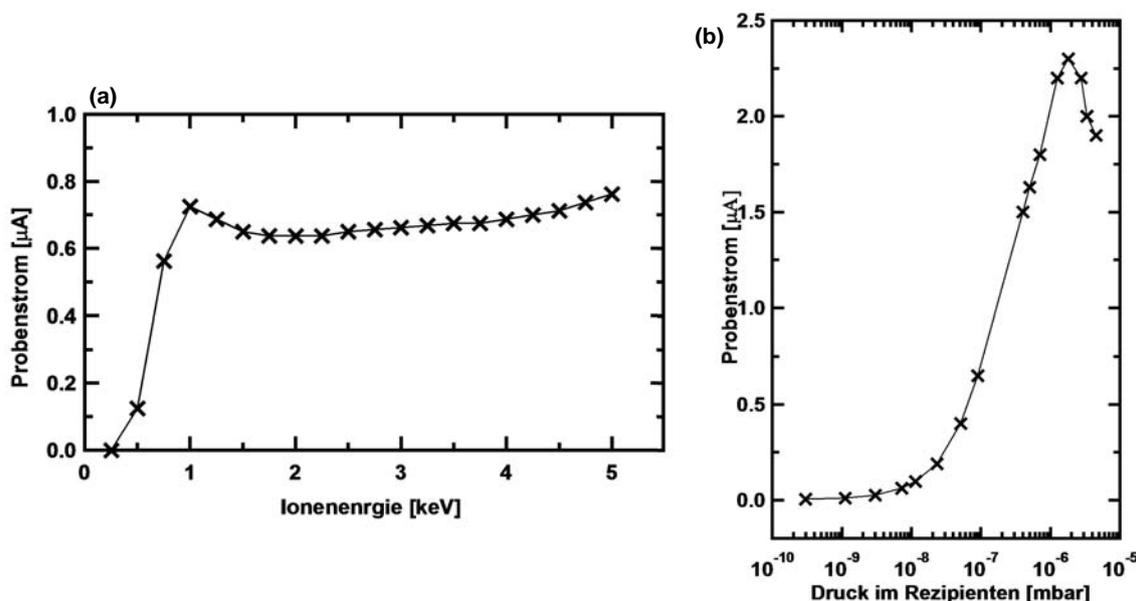


Abbildung 3.32.: Ionenstrom auf der Probe als Funktion der Ar^+ -Ionenenergie (a) und des Ar-Gasdrucks im Rezipienten (b). Der Probenstrom wurde auf einer Fläche von 1 cm^2 gemessen. Die Verluste durch emittierte Sekundärelektronen sind vernachlässigt.

Betrachtet man die Winkelabhängigkeit der Abtragsrate beim Ar^+ -Ionenätzen, so

findet man ein Maximum für einen Einfallswinkel von 45° relativ zur Probennormalen [177]. Für das schnelle Säubern wurde die Ionenkanone daher unter diesem Winkel zur Probe montiert. Die Ausbeute an abgetragenen Atomen pro einfallendem Ion beträgt bei diesem Winkel und 1 keV für Ni, Fe, Co etwa 2 [177]. Daraus ergibt sich eine Abtragrate von etwa 0,5 ML/min. Das Säubern von 1 cm^2 oxidiertes oder leicht verschmutzter Probe dauert bei diesen Bedingungen etwa (10-15) min.

Um die Probe zum Ionenstrahl optimal auszurichten wurde folgende Methode entwickelt: Der Ionenstrahl wird über einen, in seiner Größe variablen Bildausschnitt gerastert. Trifft der Ionenstrahl die Probe, so kann ein Proben- und ein Sekundärelektronenstrom gemessen werden. Jeder dieser Ströme kann mit dem Raster-signal synchronisiert werden, so dass man ein gerastertes Bild der Probe erhält. Der Strahldurchmesser ist vom Hersteller mit $\text{FWHM}=1,0 \text{ mm}$ bei 5 kV angegeben. Für kleinere Energien ist er etwas breiter. Wie in Abbildung 3.33 zu sehen, reicht die Auflösung bei 1 keV Ionenenergie jedoch aus, um Probekanten, Kabel und ähnlich markante Stellen zu erkennen. Durch diese bildgebende Methode kann der Rasterbereich optimal verkleinert und damit die Ätzeit deutlich verkürzt werden.

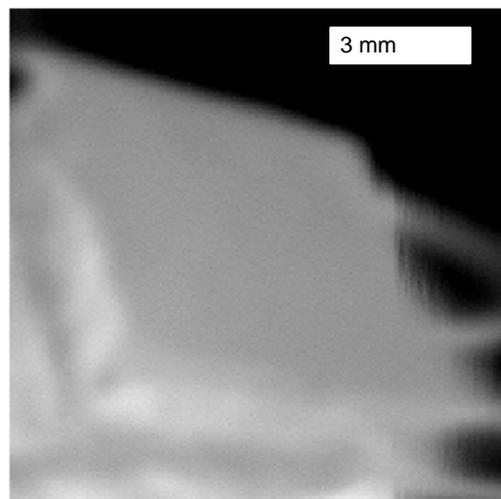


Abbildung 3.33.: Sekundärelektronenbild der Probe beim rasternden Ar^+ -Ionenätzen mit einer Energie von 1keV.

Techniken zur Kontrastverstärkung

Trotz gründlichen Säuberns ist der magnetische Kontrast vieler ferromagnetischer Materialsysteme im SEMPA oft gering. So erhält man beispielsweise für Nickel und Permalloy ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) nur Asymmetrien von etwas mehr als 2%.

Eine gängige Technik den magnetischen Bildkontrast bei solchen Proben zu erhöhen ist es eine Deckschicht aus Eisen oder Kobalt auf die Probe aufzudampfen. Ist diese Deckschicht hinreichend dünn, so wird die magnetische Domänenstruktur der Probenoberfläche ungestört in der Deckschicht repliziert. Diese Technik ist vergleichbar mit der Bittertechnik [179]. Bei dieser werden kleine magnetische Partikel als Sonden auf die Probe gestreut. Diese Partikel wechselwirken als Dipole mit dem Streufeld

der Probe und richten sich entlang des Gradienten des magnetischen Feldes aus. Bei der Deckschichtmethode hingegen koppeln die Sonden-Atome ferromagnetisch an die Probe. Schon das erste Deckschichtatom koppelt hier ferromagnetisch an die Probe und erhöht so umgehend den Bildkontrast.

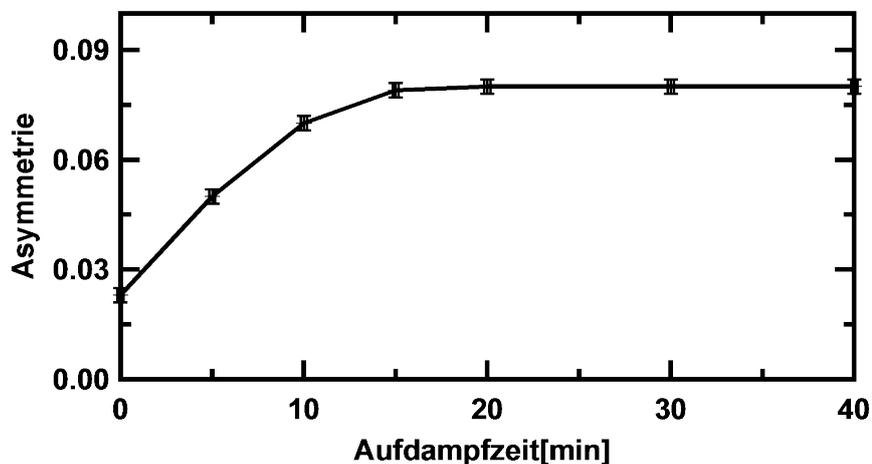


Abbildung 3.34.: Magnetischer Kontrast (Asymmetrie) im SEMPA als Funktion der Aufdampfzeit von Eisen auf einen Permalloy-Film. Die Asymmetrie des sauberen Permalloy-Films beträgt 2,3%. Nach etwa 15 Minuten wird der volle magnetische Kontrast von Eisen gemessen (ca. 8%). Die Aufdampfparameter bei diesem Experiment waren: Filamentstrom=2,3 A; Hochspannung am Dampfgut $U=1$ kV, Emission vom Filament auf das Dampfgut $I=13,6$ mA.

In Abbildung 3.34 ist die Asymmetrie von SEMPA Aufnahmen eines Permalloy-Films als Funktion der Aufdampfzeit t einer Eisendeckschicht dargestellt. Wie man erkennt, sättigt das Signal nach etwa 15 min bei einem Wert von 8%. Dies entspricht dem Asymmetriewert des Eisens. Nach 15 min stammt die Polarisation der detektierten Sekundärelektronen somit vollständig aus dem aufgedampften Eisenfilm. Die Filmdicke zu diesem Zeitpunkt lässt sich nun über die (Spin) Informationstiefe des Eisens bestimmen ($P_0/e = 2,5$ nm aus Ref. [175]). Schließlich lässt sich so auch die Aufdampfrate zu 0,45 nm/min abschätzen. Der in diesem Experiment verwendete Verdampfungssofen ist vom Typ Omicron EFM 3 [159]. Durch seine langsame Aufdampfzeiten kann die Dicke der Deckschicht gut eingestellt werden. Als Maß für die Aufdampfgeschwindigkeit wird der Anionenstrom auf einem, axial um die Dampfachse orientierten Metallzylinder gemessen. Dieser ist proportional zum Teilchenstrom des verdampfenden Materials. Ist die Aufdampfrate einmal kalibriert, so kann sie anhand dieses Referenzstroms einfach reproduziert werden.

Abbildung 3.35 zeigt die SEMPA Aufnahme einer Ni(111) Oberfläche nach unterschiedlicher Oberflächenpräparation. Abbildung 3.35 (a) zeigt eine SEMPA Aufnahme der Probe nach dem Säubern durch Ar^+ Ionenätzen, Abbildung 3.35 (b) nach dem Säubern und Aufdampfen von etwa 1,5 nm Kobalt und Abbildung 3.35 (c) nach dem Säubern und Aufdampfen von etwa 1,5 nm Eisen.

Von der Bittertechnik hingegen ist bekannt, dass die abbildenden Partikel das zugrundeliegende Magnetisierungsmuster ändern können [72]. Vergleicht man Abbildung 3.35 (a) mit (b, c) so erkennt man, dass der Einfluss der 1,5 nm dicken

Deckschichten auf die Domänenkonfiguration vernachlässigt werden kann. Bei der Untersuchung von Domänenwänden sowie Systemen mit Magnetisierungskomponenten senkrecht zur Probenoberfläche ist jedoch Vorsicht geboten. Für diese Systeme kann der Einfluss der ferromagnetischen Kopplung der Deckschichtatome nicht unbedingt vernachlässigt werden.

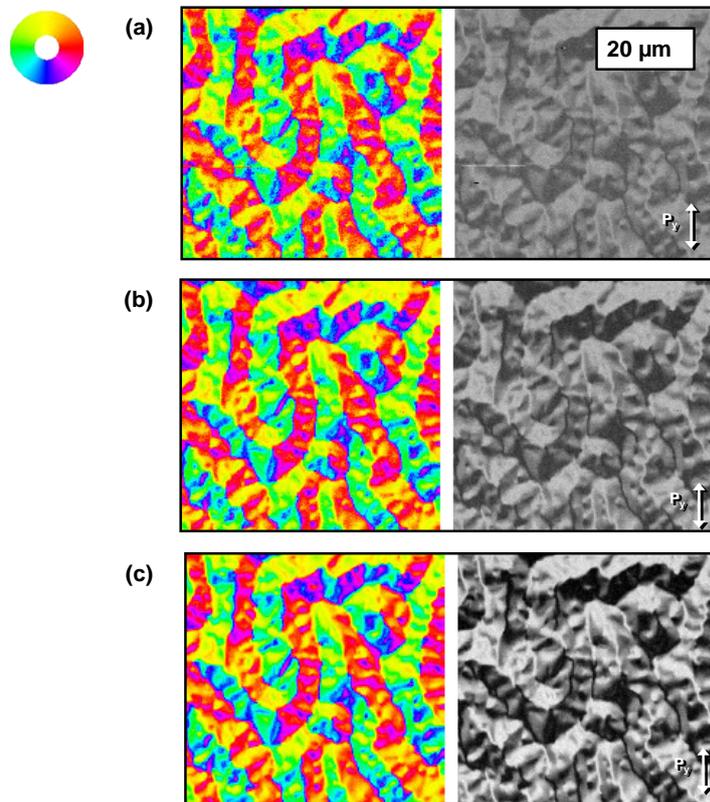


Abbildung 3.35.: Ni(111) Oberfläche nach (a) 20 min Ar^+ Ionenätzen (2,4% Asymmetrie) (b) 20 min Argon Ionenätzen und aufdampfen einer etwa 1,5 nm dicken Kobalt-Deckschicht (6,7% Asymmetrie) und (d) 20 min Argon Ionenätzen und Aufdampfen einer etwa 1,5 nm dicken Eisen-Deckschicht (8,1% Asymmetrie).

Weiter ist in Abbildung 3.35 deutlich zu erkennen, dass eine Eisendeckschicht den stärksten Bildkontrast erzeugt. Bei Kobalt ist der Kontrast geringfügig schwächer. Kobaltdeckschichten zeichnen sich allerdings durch ihre langen Standzeiten aus, denn sie sind deutlich beständiger gegen Oxidation als Eisen [109, 14].

VanZandt et. al. konnten zeigen, dass diese Deckschichttechnik sogar bis zu einer Oxidzwischenschicht von etwa 20\AA anwendbar ist [176].

Bei der Untersuchung nanostrukturierter Dünnelemente wird beim Aufdampfen der Deckschicht ferromagnetisches Material auch auf das unmagnetische Substrat neben die Nanostrukturen deponiert. Dies kann unter Umständen zu unerwünschten Wechselwirkungen führen. In Abbildung 3.36 sind die Magnetisierungskurven von Eisenfilmen unterschiedlicher Dicke auf Siliziumsubstrat zu sehen. Die Hysteresekurven wurden mit MOKE (Magneto Optischer Kerr Effekt) Technik vermessen.

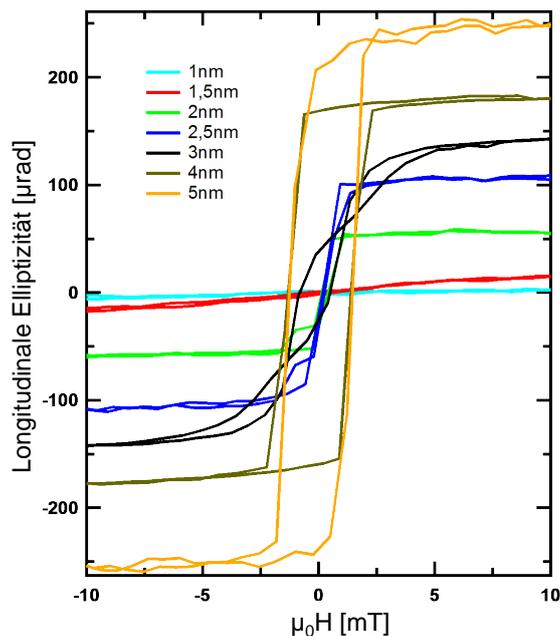


Abbildung 3.36.: Mit MOKE aufgenommene Hysteresen der Magnetisierung von Eisenfilmen unterschiedlicher Dicke aufgedampft auf Siliziumsubstrat. Zwischen 2 nm und 2,5 nm geht der Film vom paramagnetischen in den ferromagnetischen Zustände über.

Wie man sieht, so ist der Film bis zu einer Dicke von etwa 2 nm paramagnetisch. Zwischen 2 nm und 2,5 nm wird er ferromagnetisch. Ist der Eisenfilm ferromagnetisch und besitzt zudem noch eine magnetische Anisotropie (z.B. magnetokristalline Anisotropie), so beeinflusst er das Magnetisierungsmuster der Oberfläche und ist daher zur Kontrastverstärkung des Magnetisierungsmusters von Nanostrukturen ungeeignet. Abbildung 3.37 (a) zeigt ein Rechteck aus Permalloy mit einer 1,5 nm dicken Deckschicht aus Eisen. In diesem Fall wird nur das Muster der Nanostruktur im Eisenfilm repliziert. In den Bereichen neben dem Rechteck erhält man keinen magnetischen Kontrast. Diese Filmdicke ist somit zur Kontrastverstärkung für Nanostrukturen geeignet.

In Abbildung 3.37 (b) sind mehrere Rechtecke wie das in (a) mit einer Deckfilmdicke von etwa 2 nm zu sehen. In diesem Dickenbereich beobachtet man ein interessantes Phänomen. In der direkten Umgebung der Dünnelemente wird die Magnetisierungsverteilung ihres Streufelds sichtbar [180]. Der magnetische Kontrast stammt hier von den Atomen des paramagnetischen Eisenfilms, welche durch das Streufeld der Dünnelemente ausgerichtet sind.

3.2.6. Langzeitstabilität

Aufgrund der hohen Oberflächenempfindlichkeit von LEED ist die Qualität Q (Gl. 3.28) des Detektors sensitiv auf Verschmutzung des $W(001)$. Diese resultieren beim SEMPA im Wesentlichen aus der Adsorption von Restgasen wie Wasserstoff und/oder Kohlenstoff. Das LEED Muster des $W(001)$ kann sich schon durch geringe Bedeckung komplett verändern, was zu einer drastischen Reduzierung der Qualität

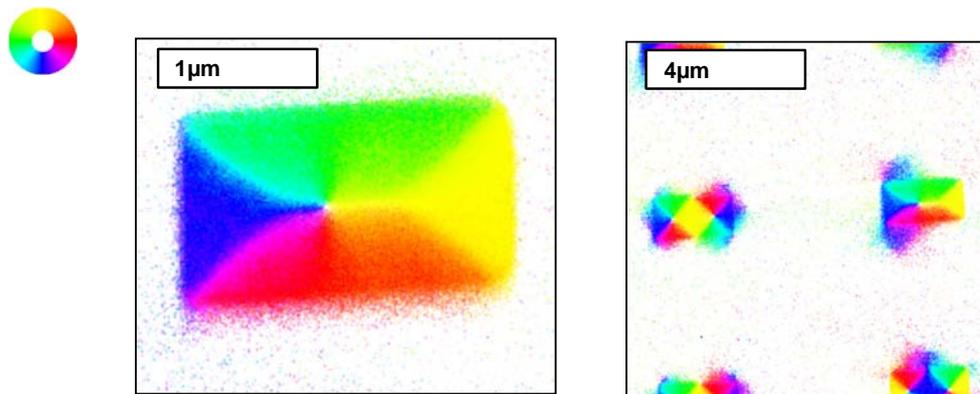


Abbildung 3.37.: (a) SEMPA Aufnahme eines Rechteckes aus Permalloy mit den Dimensionen $1\ \mu\text{m} \times 2\ \mu\text{m} \times 20\text{nm}$ und einer etwa $1,5\ \text{nm}$ dicken Deckschicht aus Eisen. (b) SEMPA Aufnahme mehrerer Rechtecke wie in (a) mit einer Deckschicht von etwa $2\ \text{nm}$ Eisen. In der direkten Umgebung der Rechtecke ist hier das Streufeld der Nanostrukturen sichtbar. Das Farbrad kodiert die Orientierung der Magnetisierung. (Aus Ref. [181]).

des Spin-Analyse Prozesses führt. Dies stellt hohe Anforderungen an die Vakuum-Bedingungen in einem Spin-SEM basierten LEED oder LEDS (**L**ow **E**nergy **D**iffuse **S**cattering) Detektor. Allerdings sind diese Voraussetzungen kein echter Nachteil, da die SE-Emission (siehe 3.2.5) gleiches oder sogar besseres Vakuum verlangt. Dennoch ist die Störanfälligkeit des Detektors gegen Verunreinigung ein wichtiger Parameter, den es in der Anwendung eines Spin-SEM zu berücksichtigen gilt.

Eine geringe Spinsensitivität bei SEMPA wird üblicherweise der Verunreinigung der Oberfläche des $W(001)$ zugeschrieben [182, 183]. Die Oberfläche des Kristalls muss daher regelmäßig gesäubert werden. Nach jedem Ausheizen des Rezipienten bedarf es zunächst einer Grundreinigung des Kristalls von Kohlenstoffkontaminationen. Dazu wird im Rezipienten eine Sauerstoffatmosphäre von etwa $5 \cdot 10^{-9}$ mbar erzeugt. In dieser Atmosphäre wird der Kristall kurzfristig (10 s) auf Temperaturen von etwa 2500 K erhitzt. Hierbei desorbiert der Kohlenstoff von der Oberfläche des $W(001)$ in Form von CO. Im Massenspektrum kann dabei der CO Desorptionspeaks beobachtet werden [167]. Durch das mehrmalige Wiederholen dieser Prozedur nimmt die Intensität dieses Desorptionspeaks ab, was einer Reduzierung der CO Kontamination entspricht.

Jedoch adsorbieren auch unter UHV Bedingungen Restgasmoleküle auf der $W(001)$ Oberfläche. Um diese zu desorbieren und damit den magnetischen Bildkontrast im SEMPA zu bewahren muss der Kristall auch unter UHV Bedingungen regelmäßig geheizt werden.

Im Folgenden werden die Ergebnisse einer Untersuchung zu Streubedingungen und Bildqualität in SEMPA in Abhängigkeit vom Grad der Wasserstoffbedeckung des $W(001)$ vorgestellt. Zunächst wird die Untersuchung der zeitlichen Entwicklung der Streuintensität sowie der Asymmetrie vorgestellt: Der Detektorkristall wurde schnell für 10s auf eine Temperatur von $\approx 2500\ \text{K}$ erhitzt, wodurch eine saubere Oberfläche des $W(001)$ erzeugt wird [184, 167]. Hiernach ist die zeitliche Entwick-

lung der Detektoreigenschaften als Funktion des zeitlichen Abstands zum Ende der Säuberungsprozedur aufgenommen worden. Der Basisdruck (hauptsächlich Wasserstoff) betrug hierbei $3 \cdot 10^{-10}$ mbar. Das Heizen des Kristalls kann zu thermischen Effekten führen, welche die Streuung am W(001) beeinflussen. So können beispielsweise Verspannungen des Kristalls auftreten, welche zu Asymmetrien in den Intensitäten der vier Spin-Kanälen führen. Solche asymmetrischen Änderungen wurden experimentell jedoch nicht beobachtet. Trotzdem werden sich durch die Temperaturabhängigkeit des Debye-Waller Faktor die Streubedingungen ändern [185]. Um daher das Zeitintervall zu bestimmen in dem thermische Effekte eine Rolle spielen, wurde das Abkühlverhalten des Kristalls sowohl experimentell als auch numerisch untersucht. Die numerische Untersuchungen wurden mit COMSOL-Multiphysics durchgeführt. Dies ist ein auf finite Elemente basierender Simulationskode. Die Messdaten und Ergebnisse dieser Rechnung sind zusammen in Abbildung 3.38 dargestellt.

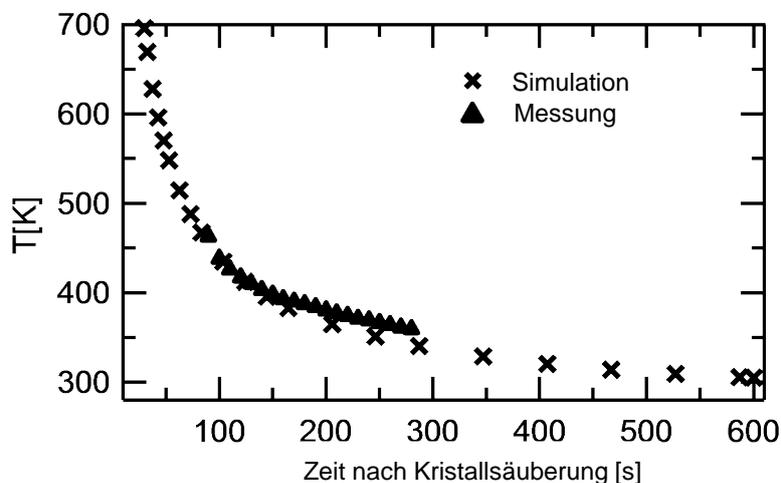


Abbildung 3.38.: Temperaturentwicklung des Wolframkristalls während dem Abkühlen nach der Oberflächen säuberung bei 2500 K. Die Dreiecke stehen für die Ergebnisse der Messung mit einem Thermoelement. Die Kreuze sind die Ergebnisse der numerischen Berechnung mit COMSOL-Multiphysics (Details im Text). Der Kristall wurde auf etwa 2500 K aufgeheizt ²². Nach dem Ausschalten der Heizquelle dauert es etwa 10 Minuten bis die Temperatur des Kristalls wieder bei Raumtemperatur angelangt ist.

Die Temperaturentwicklung des Wolframkristalls wurde als 3D Wärmetransport simuliert. Zur Berechnung der Wärmeableitung durch den Transport über die Festkörperkontakte wurde der Kristall thermische an ein Reservoir aus Stahl mit einer Temperatur von 300 K gekoppelt. Zur Berechnung der Verluste durch Wärmeabstrahlung wurde eine Kugelfläche aus Stahl im Abstand von 10 mm um den Kristall gelegt. Die Außenseite der Kugelflächen wurden während der Simulation auf 300 K gehalten. Die Größe des Reservoirs wurde derart angepasst, dass die Ergebnisse der Simulation mit den Messungen unterhalb von 500 K übereinstimmen. Die Abmessungen des Kristalls sind 10 mm \times 7 mm \times 0.5 mm. Die Heizperiode dauerte 10 s bei einer Heizleistung von 150 W ²³.

²²Die Temperatur wurde mit einem Glühdraht Pyrometer gemessen.

²³Dies entspricht den Parametern im Experiment.

Um bei der Untersuchung von Streuintensität und Asymmetrie eine zeitlich stabile Emission an unpolarisierten Elektronen zu gewährleisten, wurde ein natürlich oxidiertes Stück Kupfer als Probe verwendet. Der Einfluss der Adsorption von Wasserstoff auf die Streuung wurde anhand von Scans des Kristallpotentials²⁴ untersucht, wie diese in Abbildung 3.39 exemplarisch dargestellt sind.

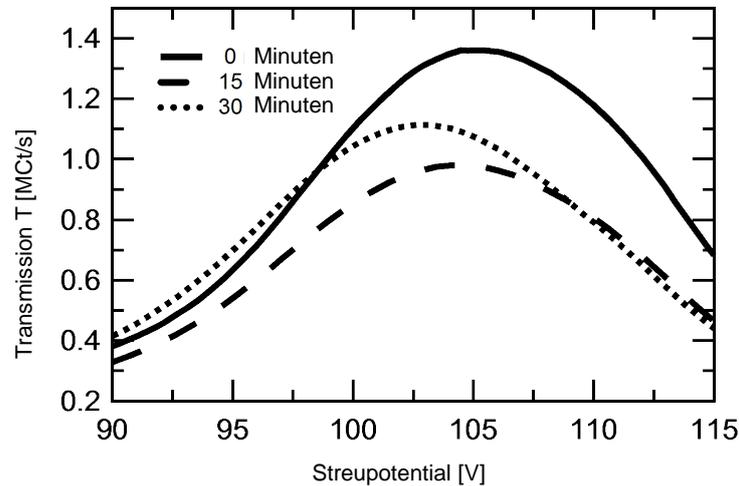


Abbildung 3.39.: Intensitätsverteilung als Funktion des Streupotentials am W(001) Kristall für verschiedene Zeiten nach der Kristallsäuberung. Die asymmetrische Form der Kurven spiegelt die asymmetrischen Energiefiltereigenschaften des Detektors wieder (Siehe Abb. 3.30). Die Analyse der zeitlichen Entwicklung des Intensitätsmaximums und seiner Position sind in Abbildung 3.40 (a) und 3.40 (b) zu sehen

Da der Detektor dafür ausgelegt ist Elektronen zu detektieren, welche in den Winkelbereich der (2,0) LEED Reflexe des W(001) bei 104,5 eV gestreut werden, können die Ergebnisse nicht direkt mit bekannten I-V-Kurven verglichen werden [116, 132, 128]. Zudem besitzt der Detektor ein Energiefenster mit einer FWHM von 14 eV. Somit kann man den Kurvenverlauf in Abbildung 3.39 grob als eine Überlagerung monochromatischer Verläufe leicht unterschiedlicher Streuenergien interpretieren.

Aufgrund der fixen Detektoranordnung bewirkt eine Änderung des Streupotentials vom nominalen Wert (102,5 V), dass sich die (2,0) Beugungsreflexe vom Zentrum des Detektorfensters entfernen. Dies resultiert in einer Verringerung der gemessenen Intensität. Im Speziellen führt eine Änderung von $\pm 5\text{eV}$ um die 102,5V zu einer Reduktion der Intensität von 4% (siehe Abb. 3.30). Die Differenz der Intensitätsmaxima der drei Kurven in Abbildung 3.39 ist jedoch deutlich höher als 4% und resultiert daher eindeutig von einer Änderungen in den Streubedingungen. Daher kann man von den gemessenen Intensitäten auf die Reflektivität des Streuprozesses schließen. Diese Scans dienen somit als Fingerabdruck der Oberflächenbeschaffenheit des Kristalls.

Direkt nach dem Säubern des Kristalls befindet sich das Maximum der Intensitätsverteilung ($1,35 \times 10^6$ cnts) bei einem Streupotential von 105,4 V. Nach 15 Minuten ist das Maximum zu 104,6 V verschoben und die Intensität hat um 30%

²⁴Bei diesen Scans wird sowohl das Kristallpotential als auch das Potential der Umgebung des Detektorkristalls variiert.

abgenommen ($0,95 \times 10^6$ cts). Nach weiteren 15 Minuten ist das Maximum noch weiter, zu 102,7 V gewandert, wobei die Intensität wieder etwas zugenommen hat ($1,1 \times 10^6$ cts). Wir beobachten also eine Verschiebung des Intensitätsmaximums sowie eine signifikante Variation der maximalen Intensität.

Wie in Abbildung 3.38 zu sehen kühlt sich der Kristall innerhalb von 10 Minuten von 2500 K auf Raumtemperatur ab. Danach ist der Kristall immer noch sauber, da die Haftwahrscheinlichkeit von H_2 auf W(001) oberhalb 500 K vernachlässigbar klein ist [186]. Das Intensitätsmaximum der Reflexe des sauberen Kristalls bei Raumtemperatur liegt somit für die beschriebene Detektorgeometrie bei einer Streuenergie von 104 V. Dies ist in Übereinstimmung mit den Rechnungen aus Ref.[158].

In Abbildung 3.40 (a) ist die Entwicklung des Intensitätsmaximums und dessen Position jeweils in Abhängigkeit von der Zeit dargestellt.

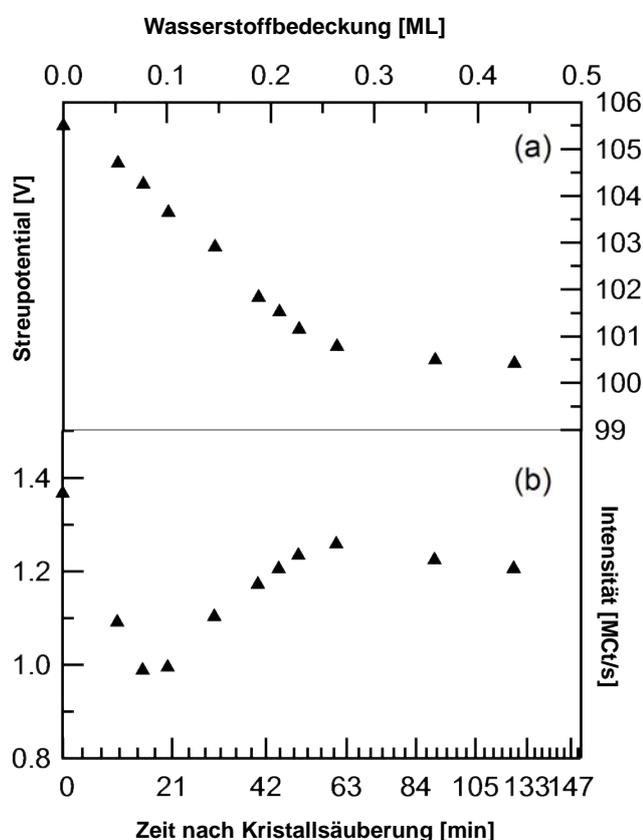


Abbildung 3.40.: Zeitliche Entwicklung der (a) Position des Intensitätsmaximums und (b) der Maximumsintensität nach der Kristallsäuberung. Die Daten wurden aus Intensitätskurven gewonnen, wie sie exemplarisch in Abbildung 3.39 zu sehen sind. Die zugehörige Wasserstoffbedeckung ist auf der oberen Achse aufgetragen. Die nichtlineare Zeitachse spiegelt die bedeckungsabhängige Haftwahrscheinlichkeit wieder (siehe Ref. [186]).

Die Position des Intensitätsmaximums verschiebt sich in den ersten 60 Minuten nach der Kristallsäuberung annähernd linear von 105 V zu 101 V. Der erste Datenpunkt passt nicht zu diesem Trend, da er innerhalb der Abkühlphase des Kristalls liegt. Nach 60 Minuten erkennt man ein deutliches Abknicken im Verlauf. Im Fol-

genden ändert sich die Position des Intensitätsmaximums nur noch wenig.

Die zeitliche Entwicklung der Intensität des Maximums verhält sich anders. Dieser Verlauf ist in Abbildung 3.40 (b) zu sehen. In den ersten 60 Minuten erkennt man ein stark nicht-monotones Verhalten dieser Intensität. Dieses Verhalten ändert sich nach 60 Minuten deutlich. Ab dieser Zeit fällt die Intensität nur noch langsam ab. Beiden Entwicklungen gemeinsam ist eine Phase schneller Veränderungen in den ersten 60 Minuten gefolgt von einer Phase sehr geringer Änderungen. Zusammenfassend zeigen die Ergebnisse aus Abbildung 3.40 (a) und 3.40 (b), dass sich die Oberflächenbedingungen des W(001) nach der Säuberung zeitlich verändern. Zwei verschiedene zeitliche Abhängigkeiten wurden gefunden. Dies deutet darauf hin, dass zwei unterschiedliche Prozesse beteiligt sind.

Mögliche Ursachen für eine Veränderung der Streuenergie eines LEED Reflexes bei fixem Streuwinkel können Änderungen der Temperatur, des inneren Potentials oder des Kristallebenenabstands sein. Wie bereits erwähnt können Temperatureffekte nur in den ersten 10 Minuten verantwortlich gemacht werden. Aus der Literatur ist bekannt, dass die Adsorption von Wasserstoff auf einer W(001) Oberfläche sowohl den Kristallebenenabstand als auch das innere Potential ändert [187, 188, 186, 189, 190]. Es wurde gezeigt, dass mit zunehmender Wasserstoffbedeckung die Hauptreflexe in den I-V-Spektren zu kleineren Energien hin wandern. Dieser Prozess endet wenn die Oberfläche des W(001) wasserstoffgesättigt ist. Die Größenordnung der Verschiebung beträgt 3 eV. Es wird angenommen, dass die Änderung des Kristallebenenabstands durch die Wasserstoffbedeckung dabei die größte Rolle spielt [188]. Die Untersuchungen von King und Thomas [186] zeigen, dass der Kristallebenenabstand für die saubere Kristalloberfläche 1,48 Å und der für die wasserstoffgesättigte ($\Theta = 1$ ²⁵) 1,51 Å beträgt. Diese Änderung des Kristallebenenabstands ist jedoch schon bei einer Bedeckung von $\Theta \approx 0.25$ [186] erreicht. Ausgehend von dieser Entdeckung kann man nun den Knick in Abbildung 3.40 (a) bei 60 Minuten einer Wasserstoffbedeckung von $\Theta = 0.25$ zuordnen. Dies erlaubt es den Wasserstoffpartialdruck in der Umgebung des Detektorkristalls zu bestimmen²⁶. Es ergibt sich ein Wasserstoffdruck von $3 \cdot 10^{-10}$ mbar. Hiermit kann nun die Zeit in eine Wasserstoffbedeckung umgerechnet werden (obere Achse in Abbildung 3.40). Die temperaturabhängige Änderung der Haftwahrscheinlichkeit in den ersten 10 Minuten ist dabei vernachlässigt.

Durch diese Zuordnung ergeben sich nach Ref. [189, 186, 190] die folgenden Oberflächen und Streubedingungen: Am Anfang hat der W(001) Kristall eine geordnete (1×1) Oberflächenstruktur (Abb. 3.41 (a)). Durch die Adsorption von Wasserstoff wird eine $\sqrt{2} \times \sqrt{2}$ Struktur auf der Oberfläche des W(001) induziert (Abb. 3.41 (b)). Diese durchläuft in den ersten 60 Minuten einige geordnete Umwandlungen bis zu einer Bedeckung von etwa $\Theta = 0.25$ (entspricht dem Knick in Abbildung 3.40 (a)). Während der geordneten Oberflächenrekonstruktion entstehen Domänen, welche zu Überstrukturen im LEED Muster und damit zu einer Intensitätsvariation der Hauptreflexe führen. Die exakte Beschreibung dieser Variationen liegt aber nicht im Interesse dieser Untersuchung. Für Bedeckungen $\Theta > 0.25$ folgt ein Phasenübergang hin zu einer ungeordneten Oberflächenstruktur. Die zunehmende Unordnung ober-

²⁵ $\Theta = 1$ entspricht einer Anzahl von 17×10^{14} H Atomen/cm²

²⁶Hierbei ist die bedeckungsabhängige Haftwahrscheinlichkeit von H auf W(001) zu berücksichtigen (Siehe Ref. [186]).

halb von $\Theta = 0.25$ verursacht dephasierende Streuung und verringert so die Intensität der LEED Reflexe sowie deren Asymmetrie. Dies erklärt nun auch die Intensitätsabnahme oberhalb von $\Theta = 0.25$ (60 Minuten) in Abbildung 3.40. Oberhalb von $\Theta = 0.4$ bildet sich langsam wieder eine geordnete (1×1) Oberflächenstruktur. Für die wasserstoffgesättigte Oberfläche ist diese komplett.

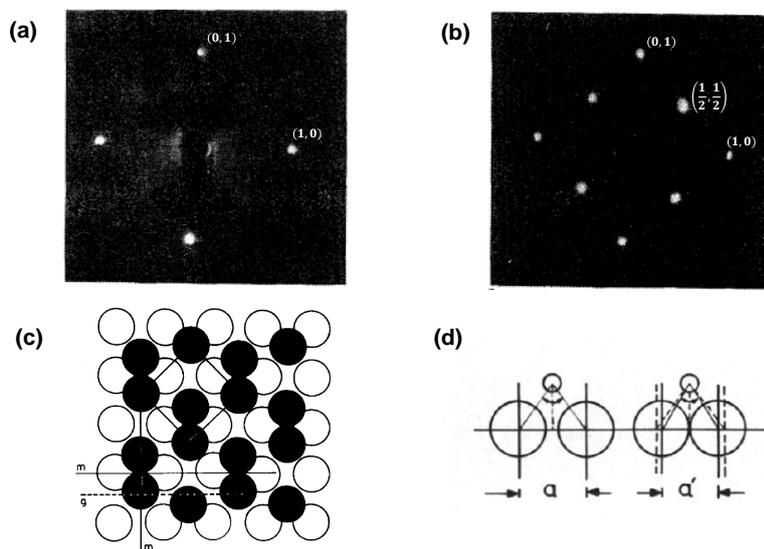


Abbildung 3.41.: LEED Reflexe des (a) sauberen ($\Theta = 0$) und (b) wasserstoffbedeckten ($\Theta = 0,16$) W(001) bei 300K. In (a) befindet sich die Oberfläche in der 1×1 , in (b) in der $\sqrt{2} \times \sqrt{2}$ Phase. Die $\sqrt{2} \times \sqrt{2}$ Struktur wird durch den Wasserstoff stabilisiert. (c) zeigt die wasserstoffinduzierte $\sqrt{2} \times \sqrt{2}$ Struktur im Modell (Aus Ref. [189]). Die ausgefüllten Kreise in (c) repräsentieren die oberste Atomlage des W(001). Die Lage der Wasserstoffatome ist in (d) skizziert. Hier sieht man sie links über der 1×1 und rechts über der $\sqrt{2} \times \sqrt{2}$ Struktur (Aus Ref. [186]).

Bleibt noch zu klären, wie sich die Wasserstoffbedeckung auf die Qualität Q des Detektors (Gl. 3.28) an seinem Arbeitspunkt auswirkt. Um diesen Einfluss zu bestimmen wurde die zeitliche Veränderung der Asymmetrie und der zugehörigen Intensität untersucht. Dazu wurden zu verschiedenen Zeiten nach der Kristallsäuberung SEMPA-Aufnahmen eines Fe(100) Einkristalls gemacht. Die Aufnahmezeit für solch ein Bild beträgt 8 Minuten. Daraus ergibt sich eine Zeitauflösung von ± 4 Minuten für die Asymmetrie. Für diese Untersuchung wurde das Streupotential (102,5 V) nicht variiert. Daher wandern die (2,0) LEED Reflexe nicht wie vorher (Abb. 3.40) über die sensitive Fläche des Detektors.

Abbildung 3.42 (b) zeigt die Änderung der detektierten Intensität. Bis $\Theta = 0.25$ (60 Minuten) ist ein leichter Anstieg zu sehen. Danach folgt ein deutlich schnellerer Abfall. Die Asymmetrie in Abbildung 3.42 (a) ist innerhalb der ersten 60 Minuten weitgehend konstant. Ihr Wert liegt hier bei etwa 9%. Das Absinken des Asymmetriewerts fällt mit dem Knick aus Abbildung 3.40 (a) ($\Theta = 0.25$) zusammen. Dies zeigt, dass die Asymmetrie unanfällig gegen die wasserstoffinduzierten, geordneten Oberflächenrekonstruktionen des Wolframkristalls ist. Aufgrund der quadratischen Abhängigkeit der Detektorqualität Q von der Asymmetrie ist dieser Punkt entschei-

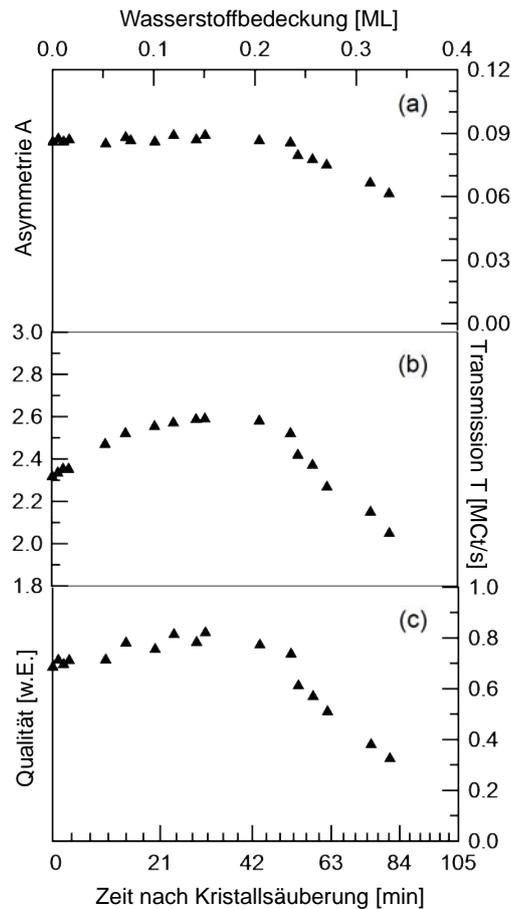


Abbildung 3.42.: Die Änderung der erzielten Asymmetrie der beiden gegenüberliegenden (2,0) LEED Reflexe des W(001)@102,5 V ist in Abbildung (a) dargestellt. (b) Die detektierte Intensität. (c) Die abgeleitete Detektorqualität $Q = 2A^2T$. Die gemessenen Werte wurden durch die wiederholte SEMPA Aufnahme der selben drei-domänigen Oberflächenposition eines Eisen-Einkristalls gewonnen. Die zugehörige Wasserstoffbedeckung ist auf der oberen Achse aufgetragen. Die nichtlineare Zeitachse spiegelt die bedeckungsabhängige Haftwahrscheinlichkeit wieder.

dend für die Langzeitstabilität des Spin-Detektors. Deren zeitliche Abhängigkeit ist schließlich in Abbildung 3.42 (c) zu sehen. Bis zu einer Wasserstoffbedeckung von $\Theta = 0.25$ erhält man eine nahezu unveränderte Qualität. Der optimale Arbeitsbereich liegt zwischen $0.1 < \Theta < 0.3$.

Aufgrund der weiter oben beschriebenen Oberflächenrekonstruktionen des W(001) durch Wasserstoff könnte man vermuten, dass die Qualität für eine wasserstoffgesättigte Oberfläche wieder ansteigt²⁷. Dies wurde experimentell jedoch nicht beobachtet. Vermutlich ist zu diesem Zeitpunkt der dephasierende Einfluss weiterer Adsorbate wie CO auf die Streuung dominant.

Zusammenfassend soll zum einen hervorheben werden, dass diese Ergebnisse zur Charakterisierung als auch zur Optimierung eines LEED Detektors für magnetische Abbildungen (SEMPA) verwendet werden können. Zum anderen dokumentieren die

²⁷Der Kristall sollte hier wieder eine geordnete (1×1) Struktur aufweisen

Ergebnisse, dass die geordnete, wasserstoffinduzierte Oberflächenrekonstruktion des W(001) keinen signifikanten Einfluss auf die Detektorqualität hat.

Es ergeben sich für den Detektor nahezu konstante Arbeitsbedingungen solange die Oberflächenrekonstruktion nicht ungeordnet ist. Dies entspricht bei den gegebenen Bedingungen etwa einer Stunde. Zudem können die Messungen zur Charakterisieren und Optimierung des Detektors verwendet werden. Zum Beispiel kann der Wasserstoffpartialdruck in der unmittelbaren Umgebung des Detektorkristalls anhand von Abbildung 3.40 bestimmt werden. Unter Umständen ist es möglich die Standzeit des Detektors zu verbessern indem man den Kristall moderat heizt. Dies wurde experimentell jedoch noch nicht untersucht.

3.2.7. Vergleich mit anderen Detektoren

Heute ist SEMPA eine etablierte Technik zur Bildgebung magnetischer Strukturen von einigen hundert Mikrometer bis hin zu wenigen Nanometern. Gegenwärtig kommen drei verschiedene Detektortypen in SEMPA Systemen zur Anwendung. Der Mott , der LEED und der LEDS Detektor. Allen Detektoren ist gemeinsam, dass sie eine relativ geringe Effizienz von $10^{-5} - 10^{-4}$ haben. Daher sind SEMPA Experimente immer anfällig gegenüber apparativen Asymmetrien und es muss ein gewisser Aufwand betrieben werden, um die zeitliche Stabilität des Systems sicherzustellen.

Der Mott Detektor beruht auf der Streuung von Elektronen an freien Atomen [13, 14, 15, 191]. Um die Dichte der Streuzentren zu steigern, werden dünne Folien (ca. 100 nm) aus Gold verwendet. Um einen passablen Wechselwirkungsquerschnitt zu garantieren benötigt man jedoch hohe Elektronenenergien von (30-100) keV. Außerdem kommt es in der Folie zu inkohärenter Mehrfachstreuung was nachträglich Korrekturen notwendig macht [192, 193]. Wegen der erforderlichen Isolationsstrecken aufgrund der hohen Spannungen sind MOTT Detektoren in der Regel groß und technisch aufwendiger sowie teurer als LEED und LEDS Detektoren. Die Abmaße eines modernen Mott Detektors sind (30-50) cm [15, 108]. Im Vergleich misst ein gewöhnlicher LEED Detektor maximal 5 cm. Der kleinste LEED Detektor inklusive Elektronenoptik misst heute nicht mal mehr 15 cm [194]. Die Literaturwerte für die Gütezahl des Mott Detektors variieren zwischen 10^{-5} und 10^{-4} .

LEDS Detektoren nutzen die diffuse Streuung an amorphen Filmen [195, 106]. Bei diesen Detektoren muss einiger Aufwand betrieben werden, um die elastisch von den inelastisch gestreuten Elektronen zu trennen. Die Gütezahl des Detektors wird mit $2 \cdot 10^{-4}$ angegeben [156]. Allerdings birgt hier die geringe Spinsensitivität $S=0,1$ (bei Mott und LEED ist $S \approx 0,27$) eine sehr große Anfälligkeit gegenüber instrumentellen Asymmetrien und muss unbedingt durch einen hohen Elektronenstrom ausgeglichen werden.

Der LEED Detektor verwendet die elastische Streuung an einer W(001)-Oberfläche zur Spin-Analyse, wie dies in dieser Arbeit schon detailliert diskutiert wurde (siehe Kap. 3.1.5)). Der LEED Detektor zeichnet sich gegenüber den zuvor genannten Detektortypen speziell durch seinen eingebauten Energiefilter aus. Dieser wird durch das erdnahe Potential der Metallgitter vor den Zählereingängen des Detektors in Kombination mit dem fixen Streupotential am W(001) Kristall realisiert (Kap.3.2.4). Er diskriminiert automatisch inelastisch gestreute sowie unerwünscht

auf den elektronenoptischen Elementen der Optik erzeugte Elektronen. Nur SE, welche von der Probe stammen haben die richtige Energie um am W(001) elastisch in den korrekten Raumwinkel gestreut zu werden und dann auch noch den Energiefilter zu passieren, um anschließend zur Spin-Analyse genutzt zu werden. Die Gütezahl des LEED Detektors wird in der Literatur mit $S=1,7 \cdot 10^{-4}$ angegeben [113].

Bisher wurde in diesem Kapitel die Güte als Qualitätskriterium für die unterschiedlichen Detektoren angegeben. Diese beschreibt aber nur den monochromatischen Spitzenwert eines SEMPA Systems. Wie wir in Kapitel 3.1.5 gesehen haben sind für die Bildqualität Q jedoch noch weitere Parameter zu berücksichtigen. Um speziell verschiedene SEMPA Experimente direkt miteinander vergleichen zu können ist auch noch die Kollektions- bzw. Transporteffizienz σ der Detektoroptik von entscheidender Bedeutung. Die Anzahl N der Elektronen, die während eines Zeitintervalls Δt einen Detektor erreichen ist im Experiment gegeben durch

$$N = \eta_{SE} \sigma I_P \Delta t / e \quad (3.38)$$

Hierbei ist η_{SE} die Sekundärelektronenausbeute, I_P der Primärelektronenstrom und e die Elementarladung. Das Signal-zu-Rausch Verhältnis eines SEMPA Bildes mit Polarisation P ist $\frac{P}{\Delta P}$. Zur Aufnahme eines SEMPA Bildes mit n Pixeln benötigt man dann die Zeit T²⁸

$$T = \frac{n_{pix}(SNR)^2 e}{P^2 S \eta_{SE} \sigma I_P} = C \frac{n_{pix}(SNR)^2}{I_p} \quad (3.39)$$

Hierbei ist n_{pix} die Anzahl der aufgenommenen Bildpunkte und S die Güte des Detektors. In C sind nun die Abhängigkeiten der Bildqualität zum experimentellen Aufbau sowie zur Probe zusammengefasst. Durch die SEMPA Aufnahme eines vergleichbaren Probensystems können so, anhand einfacher Bildauswertung und einer Primärstrommessung unterschiedliche SEMPA Experimente direkt miteinander verglichen werden [156].

Abbildung 3.43 zeigt die SEMPA Aufnahmen drei magnetischer Domänen eines Eisenwhiskers. Die mit SEMPA I bezeichneten Bilder stammen von dem, im Rahmen dieser Arbeit aufgebautem Experiment. Die mit SEMPA II bezeichneten Messungen wurden mit dem in Ref. [107] beschriebenen Experiment aufgenommen. Anhand dieser Aufnahmen können nun die beiden Experimente verglichen werden.

Die gemessene Asymmetrie im Bild des SEMPA I (Abb. 3.43 (a, d)) beträgt etwa 0,1. Der Wert beim SEMPA II liegt bei 0,086. Die Ursache für den höheren magnetischen Kontrast des SEMPA I ist das schmalere Energiefenster der SE, welches im Wesentlichen durch den CMA bestimmt wird²⁹. Dies führt gemäß Abbildung 3.1 zu einer Erhöhung der mittleren Polarisation der SE im Vergleich mit SEMPA II. Die laterale Auflösung des SEMPA I ist mit etwa 200 nm der des SEMPA II mit 20 nm deutlich unterlegen³⁰. Ursache hierfür ist die Elektronenquelle. Beim SEMPA II wird eine moderne Zeiss Elektronenquelle (Typ UHV Gemini) verwendet. Für die

²⁸Die Qualität der Elektronenzähler ist in dieser Betrachtung vernachlässigt.

²⁹FWHM des Fensters ist beim SEMPA I etwa 7eV. Die Energieakzeptanzbreite des SEMPA II liegt im Vergleich bei etwa 20 eV.

³⁰Kohashi et. al berichten sogar von einem SEMPA mit < 5 nm Ortsauflösung [196].

KAPITEL 3. RASTERELEKTRONENMIKROSKOP MIT SPIN-POLARISATIONSDETEKTOR

Anwendung in einem SEMPA Mikroskop ist diese Elektronenquelle der HITACHI S-800 des SEMPA I deutlich überlegen. Für die Bildaufnahme mit dem SEMPA I wurde eine Belichtungszeit von 20 ms/Pixel gewählt. Diese ist viermal länger als beim SEMPA II (5 ms/Pixel). Die Primärströme beider Elektronenquellen lagen während der Aufnahmen bei jeweils etwa 3 nA. Trotzdem ist das Signal-zu-Rausch Verhältnis der Aufnahme des SEMPA II fast doppelt so gut (14 vs. 11) wie beim SEMPA I.

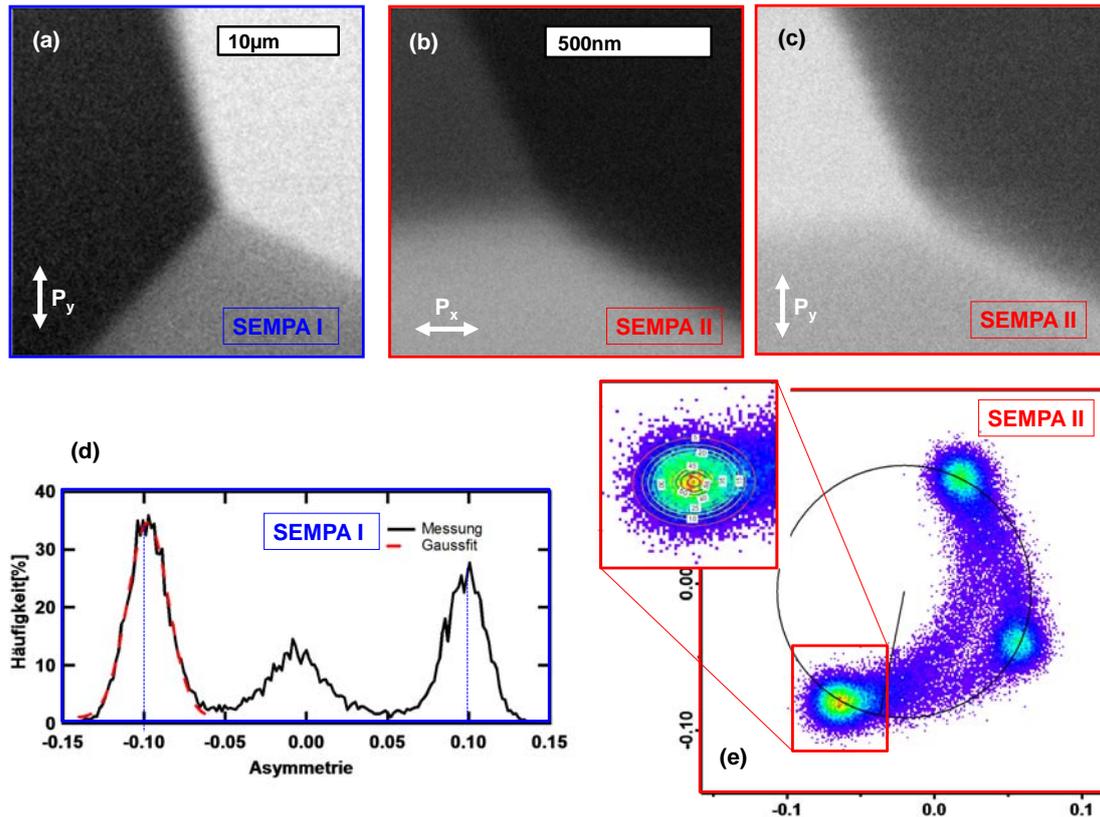


Abbildung 3.43.: SEMPA Aufnahmen eines Eisenwhiskers mit zwei unterschiedlichen Mikroskopen. SEMPA I (a, d) bezeichnet das, im Rahmen dieser Arbeit aufgebaute Mikroskop; SEMPA II (b, c, e) das in Ref. [107] beschriebene. Beide Mikroskope verwenden einen LEED Detektor zur Spinpolarisationsanalyse. (a) y-Komponente der Polarisationsasymmetrie bei Messung mit SEMPA I. Das Bild wurde mit 20 ms/Pixel aufgenommen und besteht aus 180×180 Pixeln. (b, c) (x, y)-Komponente der Polarisationsasymmetrie bei Messung mit dem SEMPA II. Die Bilder wurden mit 5 ms/Pixel aufgenommen und bestehen aus 256×256 Pixeln. (d) Asymmetrie-Histogramm der in (a) abgebildeten Messung. Die Häufungspunkte befinden sich bei den Asymmetriewerten $\pm 0,1$ und 0. Die Breite 2σ der gaußförmigen Ausgleichsfunktion des rechten Häufungspunkts beträgt 0,018. (e) Winkelhistogramm der in (b, c) dargestellten Messung. Die Ausschnittsvergrößerung zeigt einen Häufungspunkt mit den Äquipotentiallinien eines 2D Gaußfits. Die Breite des Häufungspunkts ergibt sich aus dieser Ausgleichsfunktion zu $2\sigma_x = 0,011$ und $2\sigma_y = 0,013$. Der Asymmetrieradius vom Ursprung zu den Häufungspunkten beträgt 0,086.

Die Ursache für den deutlichen Qualitätsunterschied im SNR liegt an Transmissionsverlusten beim Passieren der Detektoroptik. Als wesentlicher Verlustkanal ist das CMA zu nennen. Tabelle 3.4 enthält den gemäß Gleichung 3.39 berechneten C Parameter zum direkten Vergleich der Experiment SEMPA I, SEMPA II und einem Experiment mit LEDES Detektor, welches in Ref. [156] ausführlich beschrieben ist.

SEMPA I	$(5,0 \pm 0,5) \times 10^{-13} As$
SEMPA II	$(0,8 \pm 0,5) \times 10^{-13} As$
LEDES [156]	$(2,0 \pm 0,5) \times 10^{-13} As$

Tabelle 3.4.: Parameter C gemäß Gleichung 3.39 zum direkten Vergleich der Experiment SEMPA I, SEMPA II und einem Experiment mit LEDES Detektor (Ref.[156]).

4. Oberflächen-Domänenmuster des Ni(111)

Die Kenntnis der magnetischen Eigenschaften von 3d-Metallen ist für das Design mikromagnetischer Bauelemente von zentraler Bedeutung. Dabei steht Ni(111) wieder im Fokus der aktuellen Forschung, da es als ideales Substrat für das Wachstum von Graphen dient [197]. Aufgrund der sehr kleinen Gitterfehlpassung wächst Graphen pseudomorph auf Ni(111). Zudem konnte kürzlich gezeigt werden, dass aufgrund der starken Hybridisierung mit den Ni-Atomen Graphen-bedecktes Nickel eine effiziente Quelle für Spin-polarisierte Elektronen ist [198]. Darüber hinaus wurde auch berichtet, dass Graphen/Ni(111) gegen eine Reaktion mit Sauerstoff passiviert [198]. Dies macht das Graphen/Ni(111)-System zu einem vielversprechenden Kandidaten für den Einsatz in Kohlenstoff-basierten magnetischen Datenspeichern und Spintronik-Bauelementen.

Obwohl der Volumenfestkörper Nickel ein herkömmlicher Ferromagnet ist, findet man in der Literatur keine eingehende Untersuchung der Domänenstruktur seiner (111)-Oberfläche. Da bei diesem System keine der leichten Richtungen der Magnetisierung in der Ebene liegt erwartet man ein komplexes magnetisches Domänenmuster¹. Lange Zeit standen ausschließlich Bitter-Technik Daten zur Verfügung, welche nur eine grobe Vorstellung der Domänenstruktur der Oberflächen geben [199]. Jüngst erst wurde Ni(111) mit Magnetischer Austauschkraftmikroskopie (MExFM) untersucht [200]. Hierbei wurden Domänen in der Größenordnung von 500 nm bei $T=8$ K beobachtet. Die Domänenwände konnten mit einem senkrechten externen Magnetfeld $B=25$ mT verschoben werden.

Dennoch fehlt bis heute ein vollständiges Bild der mikroskopischen Domänenmusters. Dieses Kapitel beschäftigt sich daher mit der SEMPA Untersuchung des Domänenmusters von Ni(111) sowie Graphen-bedecktem Ni(111).

4.1. Experimentelles

Für alle Untersuchungen wurde derselbe Ni(111) Einkristall verwendet. Seine Abmessungen sind $3 \text{ mm} \times 7 \text{ mm} \times 1 \text{ mm}$.

Die Oberfläche des Ni(111) wurde in einem zyklischen Verfahren gesäubert. Ein Zyklus bestand dabei aus dem Ätzen mit Ar^+ Ionen (800 eV und $10 \mu\text{A}/\text{cm}^2$ für 15 Minuten), dem Sauerstoff-Tempnen ($1 \times 10^{-8} \text{ mbar}$ und 600 K für 15 Minuten) und dem UHV Vakuum Tempnen (1100 K für 15 min). Die Oberfläche wurde als sauber betrachtet nachdem keine Verunreinigungen wie Kohlenstoff oder Schwefel

¹Zur Beschreibung derartiger Domänenstrukturen entwickelten Hubert und Schäfer ein Modell vielfach verzweigter "Quasidomänen" [53].

mehr mittels Auger-Elektronenspektroskopie (AES) detektiert werden konnten und die Beugungsreflexe der niederenergetischen Elektronenbeugung (LEED) ein hexagonales 1×1 -Muster bildeten (siehe 4.3 (a)).

Die Graphen-Schicht wurde auf dem Ni(111) durch chemische Gasphasenabscheidung (CVD) aufgewachsen [201]. Hierfür wurde der Ni(111) in einer Ethylen Atmosphäre (5×10^{-7} mbar)(C_2H_4) für 200 s (100 L) auf 950 K erhitzt. Anschließend kühlte der Kristall langsam im UHV ab. Aufgrund der geringen Gitterfehlانpassung wächst die Graphen-Schicht spannungsfrei auf dem Ni(111)-Kristall[202].

Zur Untersuchung der Temperaturabhängigkeit des Domänenmusters von Ni(111) ist es notwendig die Probe während einer SEMPA Messung effizient zu kühlen. Hierfür wurde die in Abbildung 4.1 abgebildete Kühlvorrichtung benutzt. Die linke Seite von Abbildung 4.1 (a) zeigt die technische Skizze und Abbildung 4.1 (b) die Fotografie der Vorrichtung unter SEMPA Bedingungen.

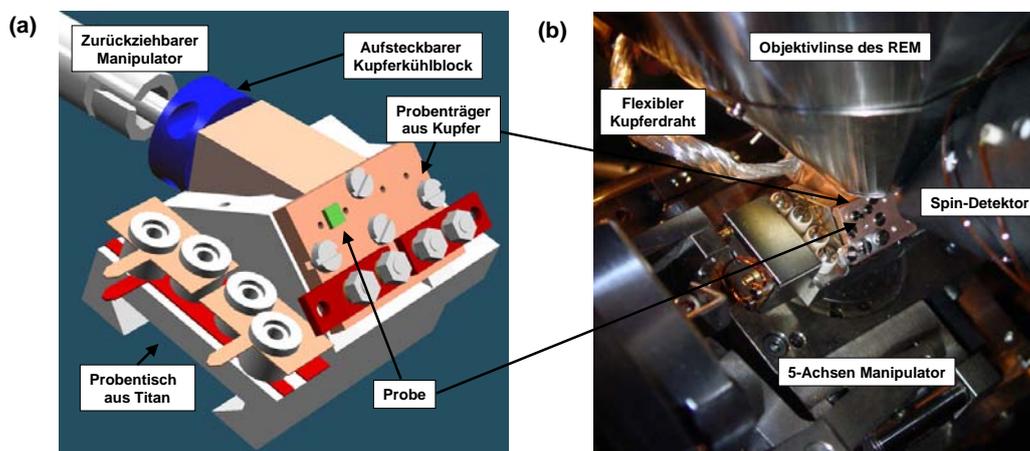


Abbildung 4.1.: In (a) sieht man eine Skizze des kühlbaren Probenstischs. (b) zeigt eine Fotografie der Vorrichtung unter Arbeitsbedingungen. Der Kühlfinger ist hier über zwei geflochtene Kupferlitzen mit dem kupfernen Probenträger verbunden. (Aus Ref. [203])

Zwei flexible, versilberte Kupferlitzen stellen die Verbindung zwischen dem Kühlfinger mit dem kupfernen Kühlkörper (blau) her. Dieser kann *in-situ* durch einen linear verfahrbaren Manipulator an den Probenträger angekoppelt werden. Um das zu kühlende Volumen klein zu halten sind sowohl der Kühlkörper als auch der Probenträger thermisch vom Probentisch isoliert.

Um eine Probe von Raumtemperatur mit flüssigem Stickstoff (lN_2) abzukühlen und das thermische Gleichgewicht zu erreichen benötigt man etwa eine Stunde. Die niedrigste erreichbare Temperatur an der Probenposition ist dabei 95 K. Abbildung 4.2 zeigt die Temperatur an der Probenposition als Funktion der Temperatur des Kühlfingers. Diese Kalibration ist wichtig, da es nicht immer möglich ist einen Temperatursensor mit auf die Probe zu montieren. Alle Temperaturangaben dieses Kapitels wurden anhand dieser Kalibrationskurve ermittelt.

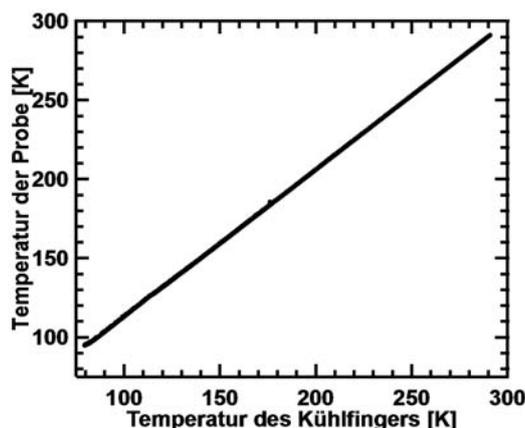


Abbildung 4.2.: Temperatur an der Probe im Vergleich zur Temperatur des Kühlfingers. (Aus Ref. [203])

4.2. Charakterisierung der Kristalloberfläche

Abbildung 4.3 (b) zeigt die Raster-Tunnel-Mikroskopaufnahme (STM) eines charakteristischen Bereichs der Oberfläche des Ni(111). Man sieht zwei einatomige Stufen. Die Breite der Terrassen variiert zwischen 20 nm und 200 nm. In Abbildung 4.3 (c) ist das atomare Gitter innerhalb einer Terrasse aufgelöst. Abbildung 4.3 (d) zeigt das Linienprofil entlang der dichtesten Kugelpackung (close packed, weißen Linie in Abbildung 4.3 (c)). Der gemessene interatomare Abstand stimmt mit dem Literaturwert für Nickel ($2,49 \text{ \AA}$) überein. Die gemessene Welligkeit ist mit 3-5 pm vergleichsweise gering, wie es für dicht gepackte Oberflächen zu erwarten ist[204].

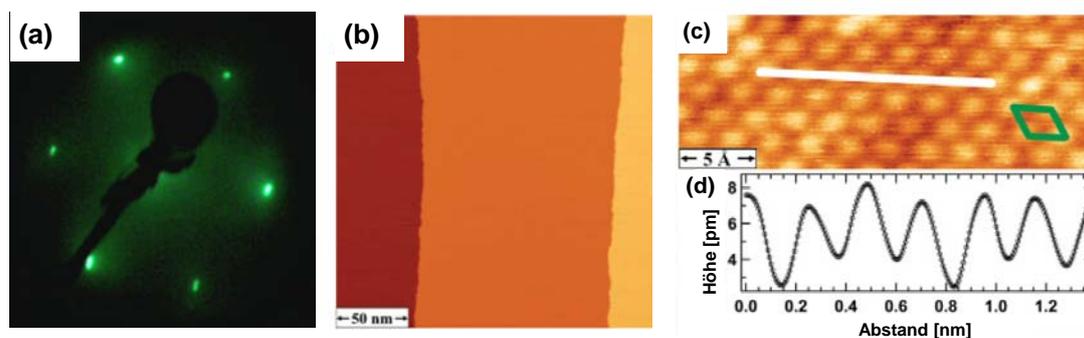


Abbildung 4.3.: (a) LEED Muster der sauberen Oberfläche des Ni(111) Kristalls. (b) STM Konstantstrombild ($U = -1 \text{ V}$, $I = 0,5 \text{ nA}$) bei $T = 8 \text{ K}$. (c) Atomar aufgelöstes STM Bild ($U = -4 \text{ mV}$, $I = 5 \text{ nA}$) bei RT. Der eingezeichnete grüne Diamant kennzeichnet die Elementarzelle. (d) Höhenprofil entlang der in (b) eingezeichneten weißen Linie. (Aus Ref. [205])

Abbildung 4.4 (b) zeigt eine STM Aufnahme eines charakteristischen Ausschnitts der Probenoberfläche von Graphen auf Ni(111). Die flachen Terrassen weisen ein perfektes eindomäniges Wachstum ohne sichtbare Defekte der Graphenschicht aus. In der hochaufgelösten STM Aufnahme in Abbildung 4.4 (c) sieht man anstelle der

Wabenstruktur von Graphen ein dreieckiges Gitter² da benachbarte Kohlenstoff-Atome nichtäquivalente Stellen des Ni-Substrats besetzten. Anhand der Skizze in Abbildung 4.4 (d) soll folgendes verdeutlicht werden: Die mit A gekennzeichneten Kohlenstoffatome sind über den Ni-Atomen der ersten, die mit B gekennzeichneten über der dritten Schicht positioniert [202, 206, 207]. Die weiße Linie in Abbildung 4.4 (c) markiert die Position des Höhenprofils in Abbildung 4.4 (d). Der Abstand zwischen den Maxima ist identisch mit dem Nächsten-Nachbar-Abstand des Ni(111) (Vergleiche Abb.4.3 (d)). Die beobachtete atomare Welligkeit von 10-15 pm für Graphen auf Ni(111) ist um einen Faktor 3 größer als bei Ni(111).

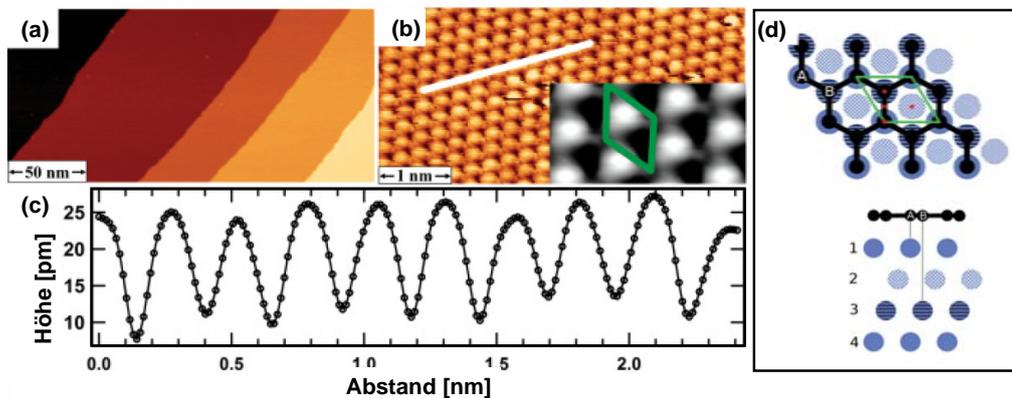


Abbildung 4.4.: Graphen-bedecktes Ni(111). (a) STM Übersichtsbild im Modus konstanten Tunnelstroms ($U=-1V$, $I=0,5$ nA) aufgenommen bei 8 ± 1 K. Die Aufnahme zeigt flache Terrassen sowie vier mono-atomare Stufen. (b) Vergrößerung einer Terrasse ($U = 2,5$ mV, $I = 5$ nA) und Darstellung des atomaren Gitters. (c) Das Höhenprofil entlang der Linie aus (b). (d) Drauf- und Seitenansichten der Graphen/Ni fcc-Struktur. In Schwarz ist hier der Kohlenstoff, in Blau die Nickelatome dargestellt. Die Elementarzelle ist durch den grünen Rauten gekennzeichnet. (Aus Ref. [205])

4.3. Domänenstruktur eines spannungsfreien Ni(111)-Einkristalls

Abbildung 4.5 (a) zeigt das remanente magnetische Domänenmuster eines spannungsfreien Ni(111)-Einkristalls wie es typischerweise im SEMPA beobachtet werden konnte. Die Aufnahme stellt eine Übersicht (1000 fache Vergrößerung) des großflächigen Domänenmusters dar. Das Muster ist durch Strukturen zweier unterschiedlicher Längenskalen gekennzeichnet. Zum einen beobachtet man ein Streifenmuster mit einer Streifenbreite von $3 \mu\text{m}$ bis $6 \mu\text{m}$. Die Orientierung der Streifen ist dabei an verschiedenen Positionen unterschiedlich. Innerhalb jedes Streifens erkennt man eine weitere wellenartige Feinstruktur mit einer deutlich kleineren Längenskala.

²Die Elementarzelle ist im vergrößerten Ausschnitt von Abbildung 4.4 (c) markiert.

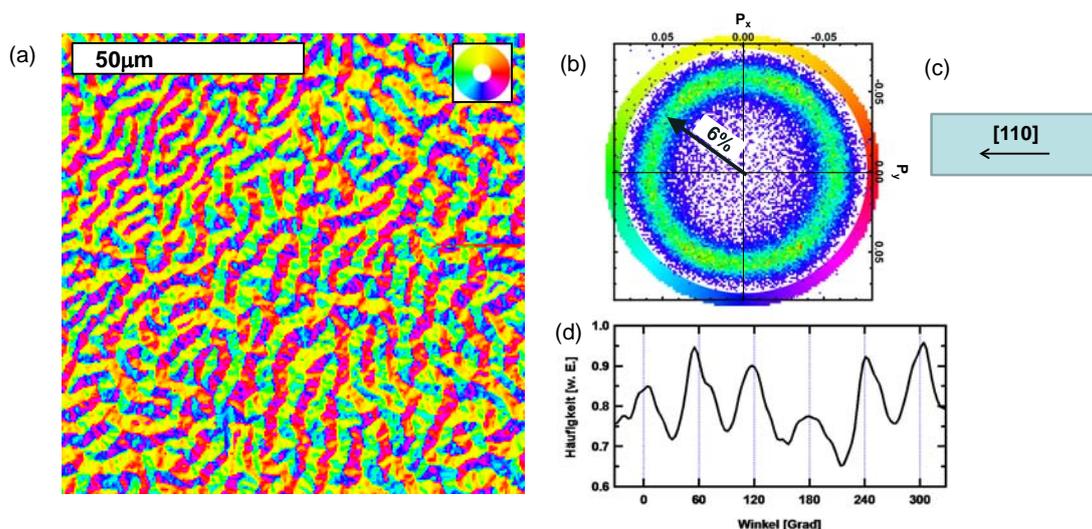


Abbildung 4.5.: (a) Entmagnetisiertes magnetisches Domänenmuster eines spannungsfreien Ni(111) wie es typischerweise im SEMPA beobachtet wurde. (b) zeigt das zu (a) gehörende Polarisationswinkelhistogramm. Die Farbskala im äußeren Bereich dieser Abbildung stellt den Zusammenhang mit der Farbkodierung in (a) her. (c) Skizze der Draufsicht auf den Ni(111) mit eingezeichneter [110] Kristallachse parallel zur langen Kristallplättchenkante. (d) Winkelhistogramm der Magnetisierungsverteilung aus (a).

Abbildung 4.5 (b) zeigt das Polarisations-Winkelhistogramm. Auf den ersten Blick wirkt die Verteilung isotrop. Bei genauerem Hinsehen erkennt man in dieser Darstellung jedoch schwach sechs Häufungspunkte. In der radial integrierten Darstellung in Abbildung 4.5 (d) sind diese besser zu erkennen, da die Ordinate entsprechend skaliert wurden. Aus dieser Abbildung geht hervor, dass der Winkel zwischen zwei benachbarten Häufungspunkten 60° beträgt. Lokal variiert die Populationen dieser sechs Richtungen etwas. Durch den Vergleich von SEMPA Aufnahmen unterschiedlicher Probenpositionen entsteht jedoch der Eindruck einer recht gleichmäßigen Population über die gesamte Oberfläche des Kristalls. Eine Magnetisierungskomponente senkrecht zur Oberfläche konnte nicht nachgewiesen werden³.

Die Echtzeitbeobachtung des Ni(111)-Einkristall mit einem Kerr-Mikroskop während der Variation eines externen magnetischen Feldes parallel zur Oberfläche zeigte, dass die Domänenwände bei etwa 13 mT anfangen sich zu bewegen. Ein Feld von 140 mT ist ausreichend, um einen eindomänigen Zustand zu erzeugen. Für verschiedene Entmagnetisierungszyklen variiert das magnetische Muster leicht.

Die Sechszähligkeit des Domänenmusters in Abbildung 4.5 lässt sich über die magnetokristalline Anisotropie des kubischen fcc Nickel (siehe Kap. 2.1.4) verstehen, deren Energiefläche in Abbildung 4.6 (a) zu sehen ist.

Abbildung 4.6 (b) zeigt den in Abbildung 4.6 (a) angedeuteten Schnitt der Anisotropiefläche (rot) mit der (111)-Ebene (blau) in Polardarstellung. Wie man in dieser Darstellung gut erkennt ist die Anisotropie-Variation in der (111)-Ebene sehr

³Das laterale Auflösungsvermögen des verwendeten SEMPA mit Detektionsmöglichkeit der Senkrechtkomponente der Magnetisierung beträgt allerdings nur etwa 200 nm (siehe Kap. 3.2.4)

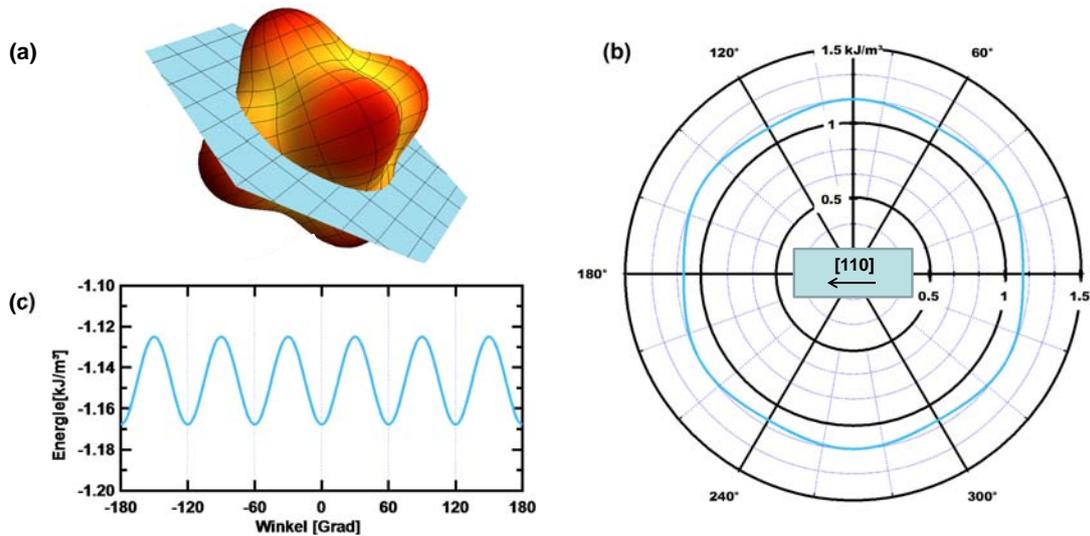


Abbildung 4.6.: (a) kubische, magnetokristalline Anisotropiefläche des Nickelkristalls (rot/gelb) ($K_1 = -4,5 \cdot 10^3 \text{ J/m}^3$ und $K_2 = -2,3 \cdot 10^3 \text{ J/m}^3$ aus Ref. [50]) sowie (111)-Ebene (blau). (b) Polardarstellung des in (a) angedeuteten Schnitts der Anisotropiefläche des Nickelkristalls mit der (111)-Ebene. (c) Darstellung der Energie in Abhängigkeit der Magnetisierungsrichtung in der (111)-Ebene (Vergl. Abb. 4.5)

gering⁴. Die maximale Variation beträgt nur etwa 43 J/m^3 . In der entsprechend skalierten Darstellung der Energie als Funktion des Winkels zwischen Magnetisierung und x-Achse (Abb. 4.6 (c)) sind die leichten Richtungen, welche eine sechszählige Symmetrie aufweisen, jedoch gut zu erkennen. Dies ist in guter Übereinstimmung mit den experimentellen Beobachtungen (Abb. 4.5).

Ein genaueres Bild der Feinstruktur des Domänenmusters aus Abbildung 4.5 geben die hochaufgelösten SEMPA Aufnahmen in Abbildung 4.7. Deutlich sichtbar sind in diesen Aufnahmen breite 180° -Wände zwischen den breiten Streifen, welche ihrerseits in "Head-To-Head" oder "Tail-To-Tail" Konfigurationen vorliegen. Würde sich dieses Muster ins Volumen fortsetzen, so entstünde eine gewaltige Menge dipolarer Energie. Es muss sich daher um ein Oberflächendomänenmuster handeln, welches den magnetische Fluss der Volumendomänen schließt.

Weiter sind die breiten Streifendomänen nicht eindomänig sondern werden durch eine zweite Art von Streifen kleinerer Längenskala von $1 \mu\text{m}$ bis $3 \mu\text{m}$ mehr oder weniger regelmäßig moduliert. Dabei sind die Übergänge zwischen den unterschiedlichen Orientierungen der Magnetisierung fließend, wodurch der Eindruck einer Welligkeit entsteht. Der Mittelwert dieser Modulation kann als Nettomagnetisierung der breiten Streifen aufgefasst werden.

Abbildung 4.8 zeigt das Winkelhistogramm zur Magnetisierungsverteilung aus Abbildung 4.7 (a, b). Demnach existieren in diesem (lokalen) Domänenmuster (Abb. 4.7 (a, b)) nur vier Magnetisierungsrichtungen anstatt der 6 des globalen Musters (Abb. 4.5). Zudem stimmen nur zwei davon mit den leichten Richtungen des Kristalls

⁴Die Ausprägung der magnetokristallinen Energieminima in der (111)-Ebene hängt nur von K_2 ab. K_1 hingegen verantwortet ausschließlich den Radius des, von der Anisotropiefläche umschlossenen Volumens (absoluter Energiewert).

überein (0° bzw. 180°). Weiter sind jeweils zwei dieser vier Richtungen antiparallel zueinander orientiert. Eins dieser antiparallelen Paare besetzt dabei die zwei leichten Richtungen bei 0° und 180° . Die Abweichung der Orientierung der Magnetisierung des zweiten Paares zu den leichten Richtungen bei 60° bzw. 240° beträgt 26° bzw. 28° . Die Abweichungen begründen sich durch die periodische Modulation des inneren Domänenmusters der breiten Streifen. Im Polarisationswinkelhistogramm erzeugt diese Modulation Häufungspunkte beim Effektivwert der Oszillation.

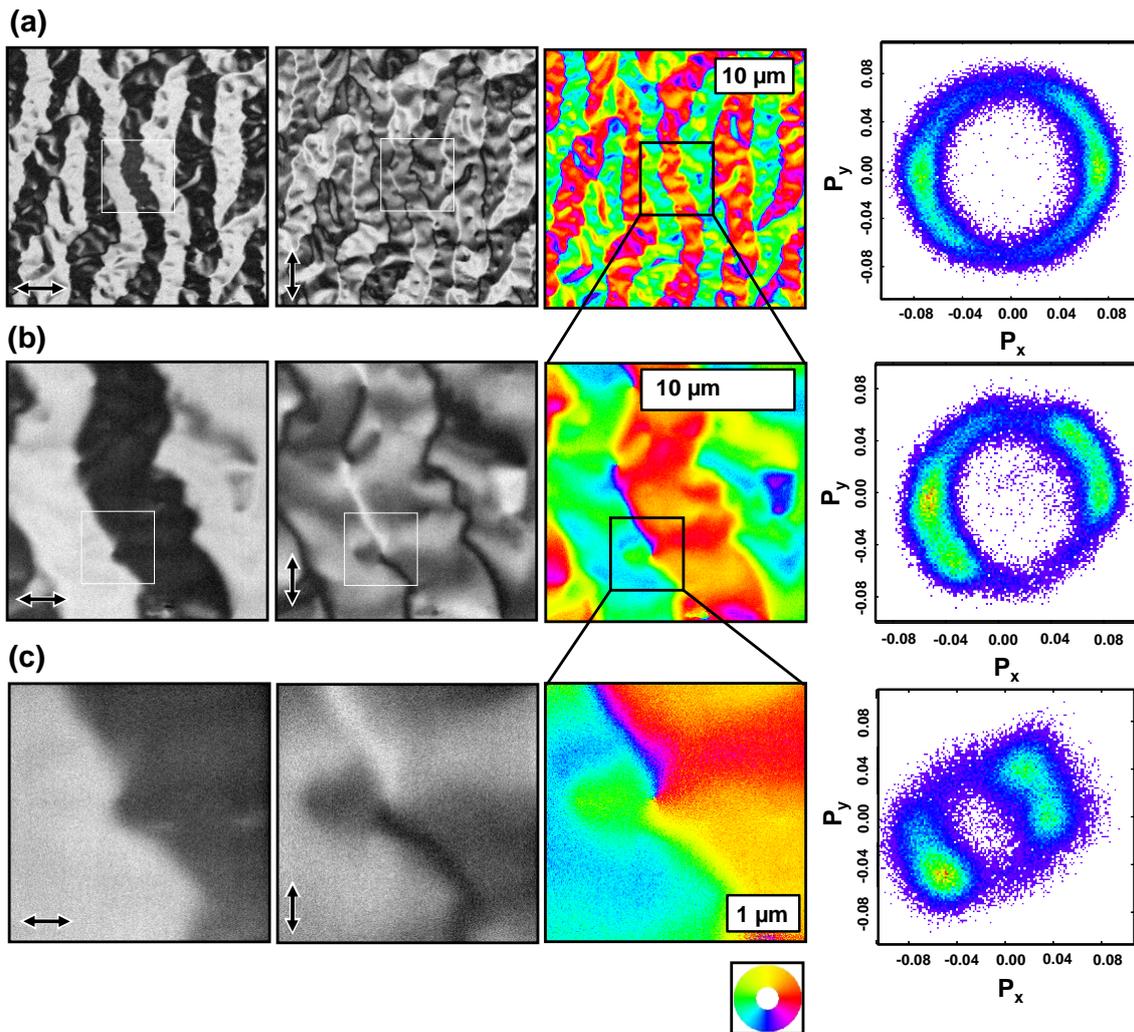


Abbildung 4.7.: Untereinander: Aufnahme der gleichen Position der Oberfläche bei unterschiedlicher Vergrößerung ((a) 3500 fach, (b) 6500 fach und (c) 30000 fach). Nebeneinander: Polarisationsbild der x-Komponente der Magnetisierung; Polarisationsbild der y-Komponente der Magnetisierung; Falschfarbenbild (Die Orientierung der Magnetisierung ist anhand des 360° Farbrades unter den SEMPA Aufnahmen kodiert); Polarisationswinkelhistogramm

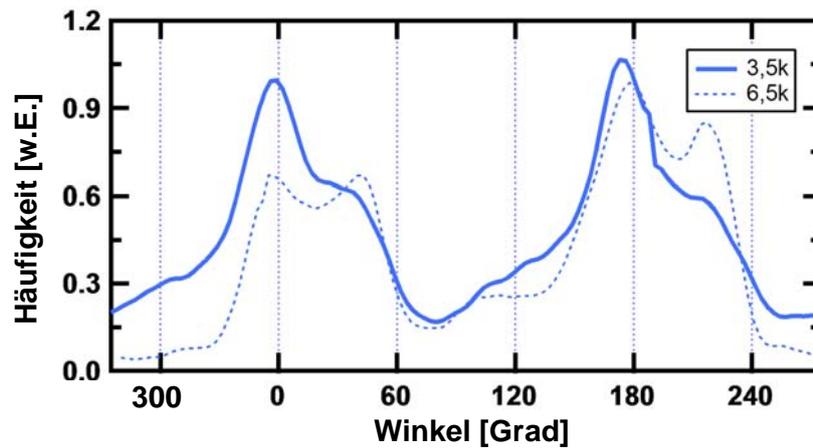


Abbildung 4.8.: Winkelhistogramm der SEMPA Aufnahmen aus Abbildung 4.7 (a) mit 3500 facher (durchgezogene Linie) und Abbildung 4.7 (b) mit 6500 facher (gestrichelte Linie) Vergrößerung.

Aus der Literatur ist bekannt, dass ferromagnetische Volumenfestkörper mit fehlorientierten Oberflächen⁵ und $Q \ll 1$ zur Ausbildung vielfach verzweigter Abschlussdomänenmuster tendieren (siehe Abb. 4.9). Die reduzierte Anisotropie des Ni(111) bei Raumtemperatur beträgt $Q = 0,05 \ll 1$ ⁶ und seine leichten Achsen liegen bekanntlich nicht in der (111) Ebene wodurch es dieser Klasse von Systemen zugeordnet werden kann.

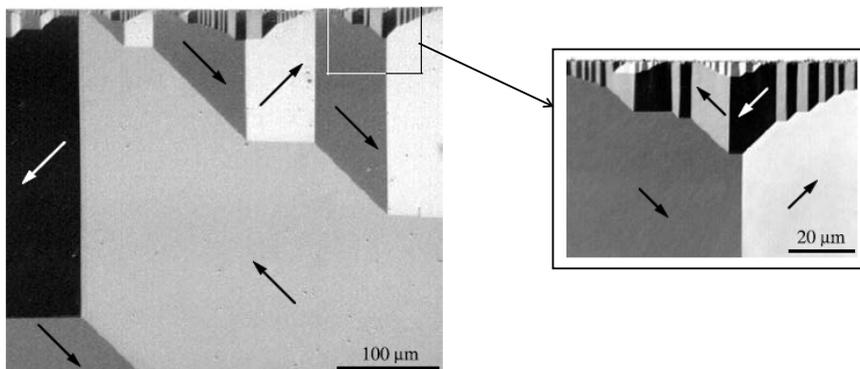


Abbildung 4.9.: Echelon Muster an einer [110] Kante eines (001)-orientierten Eisen-Einkristalls von 100 nm Dicke (Aus Ref. [53]).

Ein bekanntes Beispiel für solch verzweigte Abschlussdomänen ist das Echelon Muster an der [110] Kante des (001)-orientierten Eisen-Einkristalls (siehe Abb. 4.9). In der Nähe der Kante findet man hier ein feinverzweigtes Domänenmuster vor. Zur

⁵Fehlorientiert bezieht sich hier auf die magnetokristalline Anisotropie und bedeutet, dass keine der leichten Richtungen des Kristalls in seiner Oberfläche liegt.

⁶ $Q = K_1/K_{ST} = \frac{4,5 \cdot 10^3}{0,09 \cdot 10^6}$, wobei K_{ST} die in Kapitel 2.1.4 berechnete Streufeldanisotropie eines Quaders mit den Dimensionen des Ni(111) ist und K_1 aus [50].

Kante hin werden die Domänen immer kleiner. Im Volumen werden breite Domänen entlang der leichten Richtungen bevorzugt. Dies spart Wandenergie. Wie man sieht schließen die Abschlussdomänen den magnetischen Fluss des Volumens. Zudem ist die Vektorsumme der Magnetisierung zweier angrenzender Domänen in diesem Muster stets parallel zur Oberfläche orientiert wodurch Streufeld reduziert wird. Weiter ist die Magnetisierung in diesem Muster auch parallel zu den leichten Achsen des Kristalls orientiert, wodurch im Vergleich mit dem eindomänigen Abschluss zudem magnetokristalline Energie gespart wird.

Zur Beschreibung solcher Muster existiert das Modell der "quasi"-Domänen [53]. Diese "quasi"-Domänen bezeichnen Bereiche in welchen der mittlerer Magnetisierungsvektor parallel zur Oberfläche orientiert ist, wobei ihre interne Struktur aus Subdomänen mit Magnetisierung entlang der leichten Kristallachsen besteht. Abbildung 4.10 zeigt die darauf basierende Konstruktion des Abschlussdomänenmusters des Ni(111). Die tatsächliche Verzweigungstiefe wird durch die Energie der eingebauten Wände bestimmt. Kann diese nicht mehr durch den Gewinn an Anisotropie-Energie kompensiert werden, ist die letzte Verzweigungsstufe erreicht.

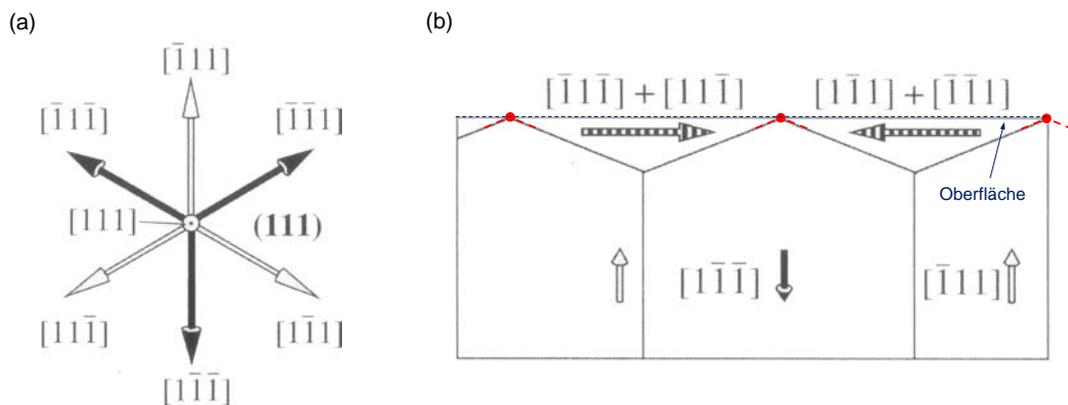


Abbildung 4.10.: (a) Orientierung der leichten Richtungen des Nickel-Einkristalls bei Draufsicht auf die (111)-Ebene. (b) Konstruktion des Abschlussdomänenmusters erster Verzweigungsstufe des Ni(111) auf Grundlage des Modells von „quasi“-Domänen aus Ref. [53] (Die roten Punkte markieren hier V-Linien, wie diese in Kapitel 2.2.3 beschrieben sind).

Mit diesem Modell lässt sich das komplizierte Domänenmuster in den SEMPA Aufnahmen des Ni(111) (Abb. 4.8) als die Oberfläche seines einfach verzweigten Abschlussdomänen-Musters interpretieren. Im Volumen werden aufgrund des magnetostriktiven Energiebeitrags im Nickel voraussichtlich 180° Wände favorisiert.

Allerdings existieren zwei Unterschiede zum Modell. Erstens konnte mit SEMPA keine Magnetisierungskomponente senkrecht zur Oberfläche nachgewiesen werden. Ursache hierfür ist die Dominanz der Formanisotropie in Oberflächennähe, wodurch die Magnetisierung in diesem Bereich in die Ebene gedrückt wird. Zweitens beobachtet man in Abbildung 4.8 eine wellige Modulation der Abschlussdomänen anstatt

eines regulären Domänenmusters ⁷ erster Verzweigungsstufe. Die Magnetisierung beginnt demnach schon vor der Ausbildung eines regulären Domänenmusters erster Verzweigungsstufe ab einem gewissen kritischen Wert K_1 auf periodische Weise zu oszillieren und spart so einen Teil der magnetokristallinen Energie.

4.4. Magnetische Oberflächenstruktur von 180° V-Linien

Abbildung 4.11 zeigt mit hoher Vergrößerung den Bereich zwischen zwei breiten Streifen im Domänenmuster des Ni(111). Im Zentrum sieht man eine im Zickzack verlaufende Linie, welche zwei "Tail-To-Tail" orientierte Domänen voneinander trennt. Da diese Konfiguration nur über das zugrundeliegende Domänenmuster des Volumens zu begründen ist handelt es sich bei dieser Wand um eine V-Linie (siehe Kapitel 2.2.3). In dieser V-Linie treffen an der Oberfläche zwei Volumendomänen unterschiedlicher Orientierung zusammen. Im Querschnitt senkrecht zu dieser Linie bildet diese Struktur ein V, wobei die zentrale Domäne im Volumen den gesamten magnetischen Fluss der entgegengesetzt magnetisierten Domänen an der Oberfläche einsammelt (siehe Abb. 4.10 und Abb.2.10).

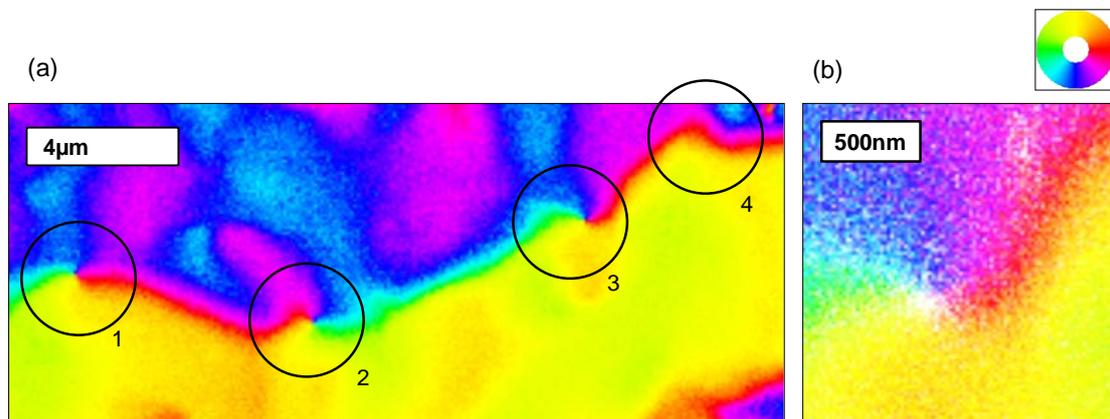


Abbildung 4.11.: (a) SEMPA Aufnahme des Verlaufs einer V-Linie zwischen zwei „Head-To-Head“ orientierten breiten Streifen. Die Punkte 1-4 markieren unterschiedliche Arten eines Drehsinnwechsels der Wand (siehe Text). (b) Hocho aufgelöste Darstellung des Wirbelkerns aus Position 3.

Abbildung 4.12 zeigt das Linienprofil senkrecht zur V-Linie entlang der Markierung in Abbildung 4.12 (a, b). Abbildung 4.12 (a) zeigt die Magnetisierungskomponente parallel und (b) senkrecht zum Verlauf der V-Linie. Diese Profile lassen sich

⁷ Ein reguläres Domänenmuster bezeichnet hier ein Magnetisierungsmuster, das aus Bereichen konstanter Magnetisierung zusammengesetzt ist, welche durch Domänenwände voneinander separiert sind (reguläre oder klassische Definition). Ein irreguläres Domänenmuster hingegen bezeichnet hier ein Magnetisierungsmuster aus domänenartigen Bereichen, welche durch Domänenwände voneinander separiert sind und unterschiedliche netto Orientierungen der Magnetisierung aufweisen, im Gegensatz zu regulären Domänen jedoch keine konstante Magnetisierung besitzen.

gemäß Gleichung 2.36 beschreiben, wobei $\cos(\phi) = 0$ zu setzen ist. Die Anpassung

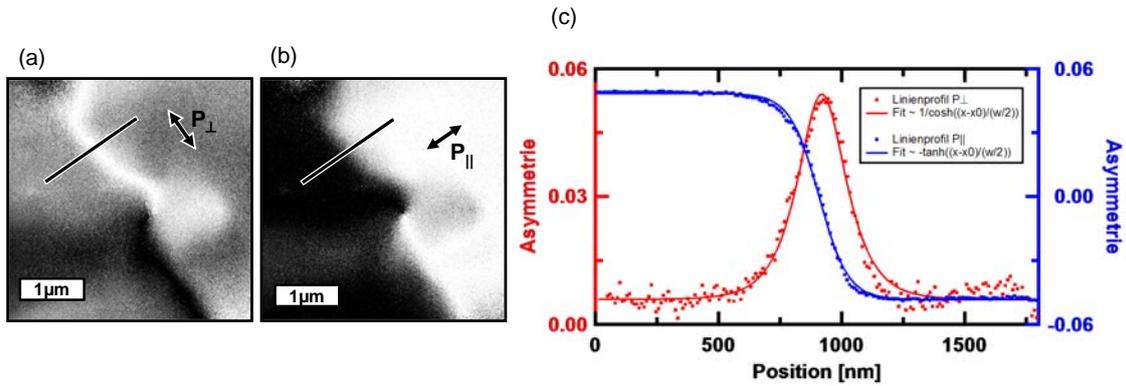


Abbildung 4.12.: Hochaufgelöste SEMPA Aufnahme des Néel-artigen Oberflächenabschlusses einer V-Linie des Ni(111). (a) zeigt die Magnetisierungskomponente parallel und (b) senkrecht zum Verlauf der V-Linie. In (c) sind die Linienprofile entlang der in (a) und (b) markierten Linien aufgetragen. Die durchgezogenen Kurven sind die Anpassung an die Gleichungen in 4.1. Die sich ergebende Wandbreite ist 174 ± 15 nm.

gemäß

$$M_{||} \propto -\tanh\left(\frac{x}{w/2}\right) \quad (4.1)$$

$$M_{\perp} \propto 1/\cosh\left(\frac{x}{w/2}\right) \quad (4.2)$$

ergibt dann eine Wandbreite von 174 ± 15 nm. Da der gemessene Polarisationswert in der Wand mit dem der angrenzenden Domänen übereinstimmt (siehe Abb. 4.12) ist zu schließen, dass die Magnetisierung im Wandbereich vollständig in der Ebene liegt, weshalb diese Wand als Néel-artig bezeichnet werden darf. Die Ursache dieser Néel-artigen Oberflächenstruktur der V-Linie kann in Analogie zur Néel-Kappe einer Bloch-Wand begründet werden. In Übereinstimmung mit der Theorie [208, 209] wurde hierfür anhand von SEMPA Messungen gezeigt [70, 72], dass die Magnetisierung in einem oberflächennahen Bereich kontinuierlich von Bloch zu Néel dreht, um das Streufeld zu minimieren.

An den Positionen 1-3 in Abbildung 4.11 ändert die Néel-Kappe sprunghaft ihren Drehsinn. Die entgegengesetzten Wandsegmente sind dabei um etwa eine Wandbreite gegeneinander versetzt (siehe Abb. 4.12). Zwischen zwei Abschnitten entgegengesetzten Drehsinnes befindet sich ein Wirbel. Dieser ist in Abbildung 4.11 (b) vergrößert dargestellt. Im Zentrum des Wirbels steht die Magnetisierung senkrecht zur Ebene. An den Positionen 1 und 4 beobachtet man einen spontanen Richtungswechsel im Wandverlauf der V-Linie.

Aus der Literatur ist bekannt, dass alle vier Fälle mit einem Wechsel des Drehsinns der Domänenwand unterschiedlicher Konfigurationen assoziiert werden können [74, 76, 53]. Ist der Wechsel des Drehsinns der Néel-Kappe mit einem Knick im Wandverlauf verbunden (Position 1), so setzt sich diese Richtungsumkehr bis ins

Volumen hinein fort. Ist der Wandverlauf bei diesem Wechsel hingegen gerade (Position 2 und 3), so ändert sich nur der Drehsinn der Néel-Kappe (cap switch). Kommt es nur zu einer spontanen Änderung im Wandverlauf (Position 4), ändert sich ausschließlich der Drehsinn der Wand im Volumen.

4.5. Temperaturabhängigkeit der Domänenstruktur

Abbildung 4.13 zeigt SEMPA Aufnahmen derselben Probenposition des Ni(111) bei 298 K (Abb. 4.13 (a)) und 95 K (Abb. 4.13 (b)). Bei Raumtemperatur wurde das bekannte Muster eines spannungsfreien Ni(111) beobachtet (siehe Kap. 4.3). Die typischen breiten Streifen mit intern modulierter Magnetisierung sind klar zu erkennen.

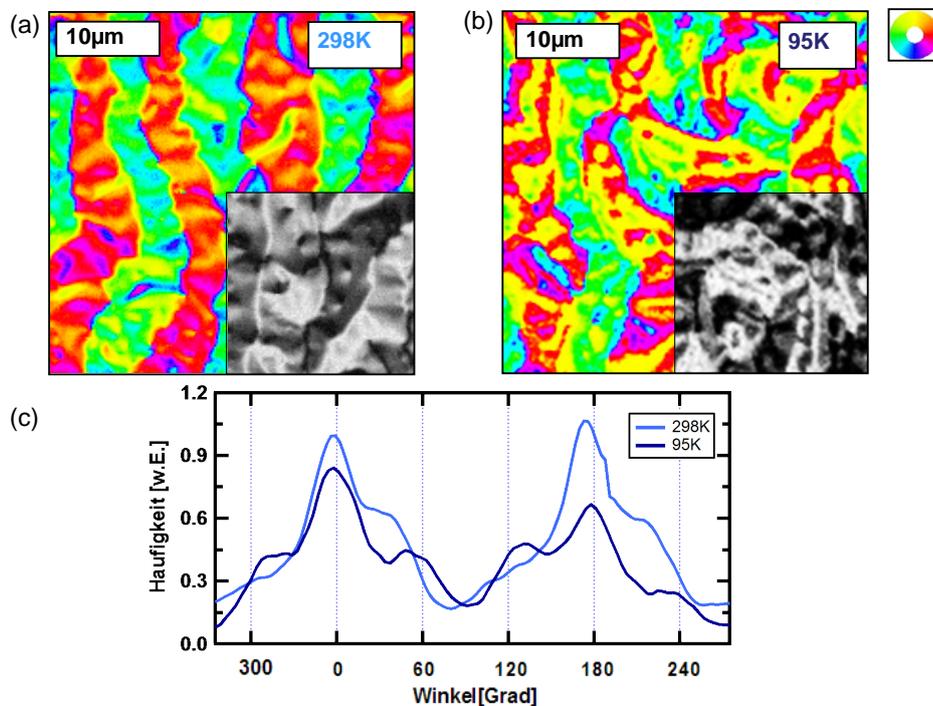


Abbildung 4.13.: 3500 fach vergrößerte SEMPA Aufnahme des Ni(111) bei Raumtemperatur (298 K) (a) und bei 85 K (b). Der Ausschnitt in der rechten unteren Ecke zeigt die y-Komponente der Magnetisierung in Graustufendarstellung. Die Orientierung der Magnetisierung im Falschfarbenbild ist anhand des 360° Farbrads kodiert. (c) Winkelhistogramm der SEMPA-Aufnahmen aus (a) und (b).

Eine deutliche Veränderung lässt sich hingegen im Domänenmuster bei 95 K feststellen (Abb. 4.13 (b)). Die breiten Streifen sind nicht mehr wellenartig moduliert sondern zeichnen sich durch ein mehr oder weniger reguläres Oberflächen-Domänenmuster aus. Aus diesem Grund ist auch das Separieren der breiten Streifen mit bloßem Auge erschwert. Durch den Vergleich von SEMPA Aufnahmen verschiedener Probenpositionen bestätigte sich diese Beobachtung. Nur vereinzelt hat sich das Domänenmuster während des Einkühlens komplett gewandelt. Mehrheitlich wurde die Struktur der breiten Streifenverläufe bewahrt.

Abbildung 4.13 (c) zeigt den Vergleich der beiden Domänenmuster in einem Winkelhistogramm. Die bei RT beobachtete Abweichung der Orientierung der Magnetisierung von den leichten Richtungen ist bei 95 K nahezu verschwunden.

Die Ursache dieser Veränderungen im Domänenmuster liegt an der Temperaturabhängigkeit der Anisotropie-Konstanten von Nickel (Abb. 4.14(a)). K_1 ändert sich zwischen 4 K und 300 K um einen Faktor 27. Die reduzierte Anisotropie Q steigt daher von 0,05 bei 300 K auf 0,9 bei 80 K und weiter auf 1,3 bei 4 K (siehe Abb. 4.14(c)). Die Bedingung $Q \ll 1$ ist daher für sehr tiefe Temperaturen nicht mehr erfüllt.

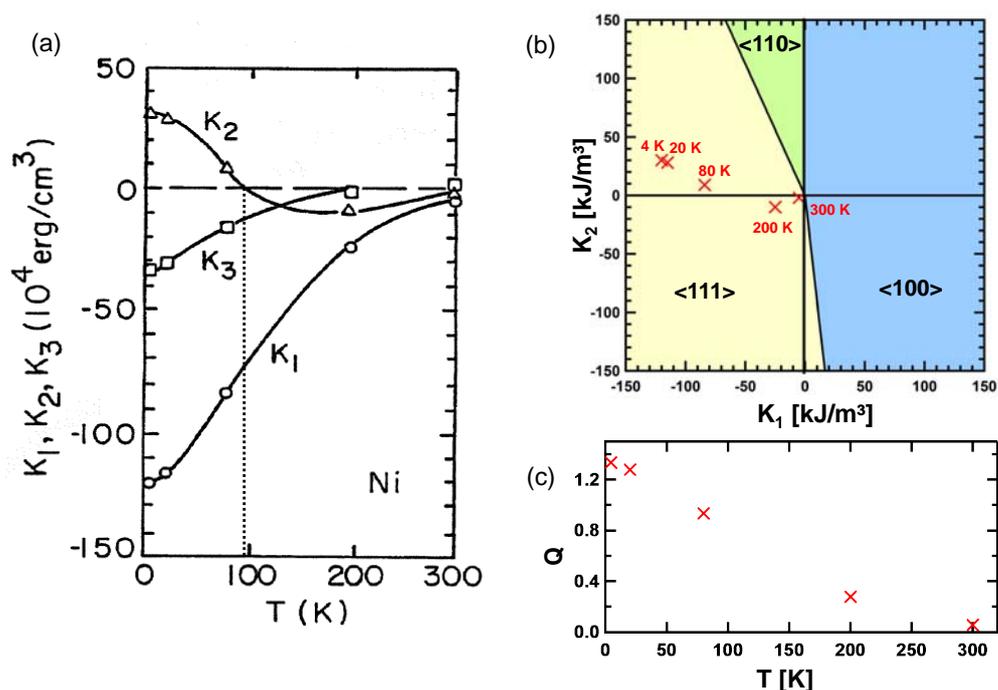


Abbildung 4.14.: Temperaturabhängigkeit der Anisotropie-Konstanten 1., 2. und 3. Ordnung von Nickel [210, 211, 50] (a) Phasendiagramm der leichten Kristallrichtungen als Funktion der Anisotropie-Konstanten 1. und 2. Ordnung. Die roten Kreuze markieren die Anisotropiewerte von Nickel bei verschiedenen Temperaturen zwischen 0 K und 300 K (b). Temperaturabhängigkeit der reduzierten Anisotropie $Q(T)$ (c).

Aus dieser Temperaturabhängigkeit der Anisotropie-Konstanten könnte ein Phasenübergang der leichten Richtungen resultieren. Man unterscheidet hier drei prinzipielle Fälle: Gilt $K_1 > 0$ und $K_2 > -9K_1$, so wird die $\langle 100 \rangle$ -Richtung bevorzugt. Ist $K_1 < 0$ und $K_2 > -9/4K_1$, so ist die $\langle 110 \rangle$ -Richtung die leichte Richtung. In allen übrigen Fällen wird die $\langle 111 \rangle$ -Richtung bevorzugt. Die roten Kreuze in Abbildung 4.14(b) markieren die Lage der leichten Richtung des Nickel für unterschiedliche Temperaturen von 4 K bis 300 K ⁸. Im dargestellten Temperaturbereich gilt für Nickel immer $|K_1| > |K_2|$ und es kommt demzufolge zu keinem Phasenübergang.

⁸Bei etwa 100 K findet ein Vorzeichenwechsel von K_2 statt. Da die magnetokristalline Anisotropie in der (111) Ebene bei Nickel ausschließlich durch K_2 bestimmt wird ist diese bei 100 K ($K_1=0$) aufgehoben. Insbesondere für Dünnschichtsysteme sollte dies von Interesse sein, verhält sich der dünne Ni(111)-Film bei dieser Temperatur doch wie ein idealer Weichmagnet.

Das kontinuierlich modulierte Verzweigungsmuster (irreguläres Domänenmuster) erster Stufe bei RT (siehe Kap. 4.3) ist somit durch die Verstärkung der Kristallanisotropie (Erhöhung von K_1) in ein reguläres Oberflächendomänenmuster übergegangen.

4.6. Domänenstrukturen des Graphen-bedeckten Ni(111)-Einkristalls

Abbildung 4.15 (a) zeigt einen charakteristischen Ausschnitt des Magnetisierungsmusters der Graphen-bedeckten Ni(111) Oberfläche, wie es unmittelbar nach dem Transfer von Umgebungsbedingungen ins UHV mit SEMPA aufgenommen wurde. Ohne weitere Präparation der Oberfläche (siehe Kap. 3.2.5) konnte in dieser Aufnahme ein signifikanter magnetischer Kontrast beobachtet werden (1, 2% Asymmetrie).

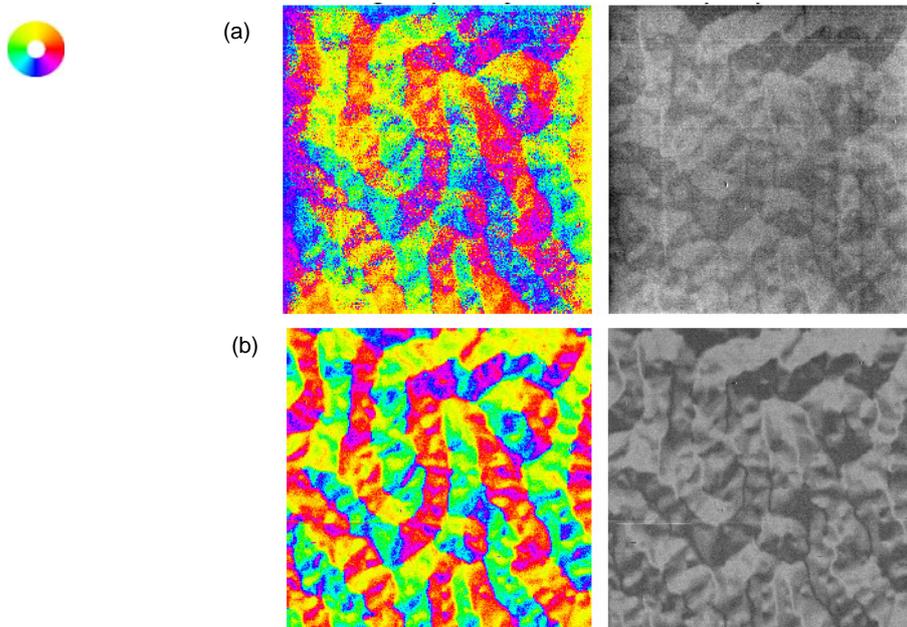


Abbildung 4.15.: SEMPA Aufnahme der magnetischen Struktur an der gleichen Probenposition. In (a) ist die Oberfläche des Ni(111) mit Graphen bedeckt. (b) gibt das Signal der sauberen Ni(111)-Oberfläche nach einem Reinigungsschritt durch Ar^+ Ionenätzen. Um die Änderungen im Kontrast zu betonen ist rechts jeweils die y-Komponente der Magnetisierung in einer Graustufen-Darstellung zu sehen. Farbkodiert ist die Richtung der Magnetisierung in der Ebene, wie sie in dem 360° Farbrad definiert ist.

Aufgrund der hohen Oberflächenempfindlichkeit von SEMPA (siehe Kap.3.2.5) ist die Beobachtung eines magnetischen Kontrasts ohne vorherige *in situ* Reinigung der Probenoberfläche sehr ungewöhnlich. Die Ni(111) Oberfläche wird daher effektiv durch die Graphenschicht passiviert. Dies ist in Übereinstimmung mit jüngsten Spektroskopie Messungen [198]. Weiter ergeben aktuelle Rechnungen, dass eine Polarisationsinversion durch die Graphenbedeckung bewirkt wird (siehe Abb. 4.16 (b)).

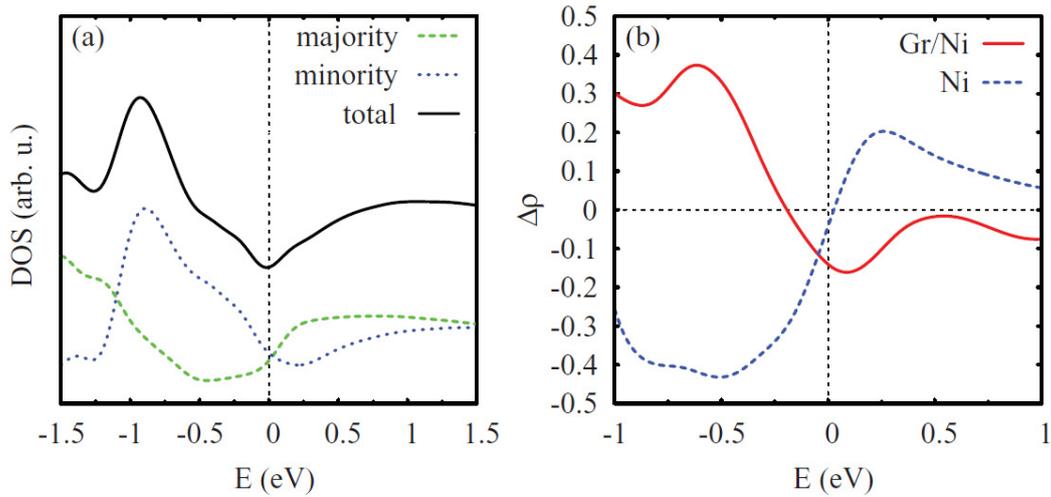


Abbildung 4.16.: Berechnete Zustandsdichte (DOS) (a) und Spin Kontrast $\rho = (\rho_+ - \rho_-)/(\rho_+ + \rho_-)$ 3,6Å (b) über der sauberen sowie in (b) auch über der Graphen bedeckten Ni(111)-Oberfläche. (Aus Ref. [205])

Um zu prüfen, ob sich eine Graphen-induzierte Veränderung des Signals und/oder des Domänenmusters ergibt wurde der gleiche Bereich der Probe wie in Abbildung 4.15 (a) nach dem Ar^+ Ionenätzen mit SEMPA aufgenommen (Abb. 4.15 (b)). Während die Domänenstruktur unverändert ist, zeigt die saubere Ni(111) Oberfläche einen wesentlich stärkeren magnetischen Kontrast (2,4%). Das Vorzeichen der Spinpolarisation der Sekundärelektronen bleibt jedoch in den SEMPA Messungen erhalten. Daraus folgt, dass im Elektronen-Kaskaden Prozess der Sekundärelektronen (siehe Kap. 3.1.4) das Graphen nicht zu einer Polarisationsinversion führt. Dies widerspricht insofern nicht den Berechnungen aus Abbildung 4.16, da das SEMPA freie Elektronen im Vakuum bei Energien oberhalb von 5 eV bezüglich des Fermi-Niveaus detektiert, deren Spininformation von Streueignissen in den obersten Atomlagen des Kristalls herrühren.

4.7. Domänenstruktur unter mechanischer Verspannung

Im folgenden Abschnitt wird der Einfluss mechanischer Spannung auf das Domänenmuster des Ni(111) beschrieben. Zum mechanischen Verspannen wurde der Kristall zuerst an den äußeren Enden der langen Achse gegen Bewegungen entlang der [110]-Richtung mit Titanschrauben auf einem Kupferhalter mechanisch fixiert, wie dies in Abbildung 4.17 (a) illustriert ist.

Der so eingespannte Kristall wurde anschließend auf 95 K abgekühlt. Die relativen Längenausdehnungskoeffizienten $\alpha = \frac{1}{L} \frac{\Delta L}{\Delta T}$ von Nickel, Kupfer und Titan betragen $\alpha_{\text{Ni}} = 13,4 \times 10^{-6} \text{K}^{-1}$, $\alpha_{\text{Ti}} = 8,6 \times 10^{-6} \text{K}^{-1}$ und $\alpha_{\text{Cu}} = 16,5 \times 10^{-6} \text{K}^{-1}$ [212]. Bei $\Delta T = 298 \text{K} - 95 \text{K} = 203 \text{K}$ ergibt dies relative Längenänderungen von $\frac{\Delta L}{L}_{\text{Ni}} \approx 0,27\%$, $\frac{\Delta L}{L}_{\text{Ti}} \approx 0,34\%$ und $\frac{\Delta L}{L}_{\text{Cu}} \approx 0,17\%$. Die tatsächliche Längenänderung des

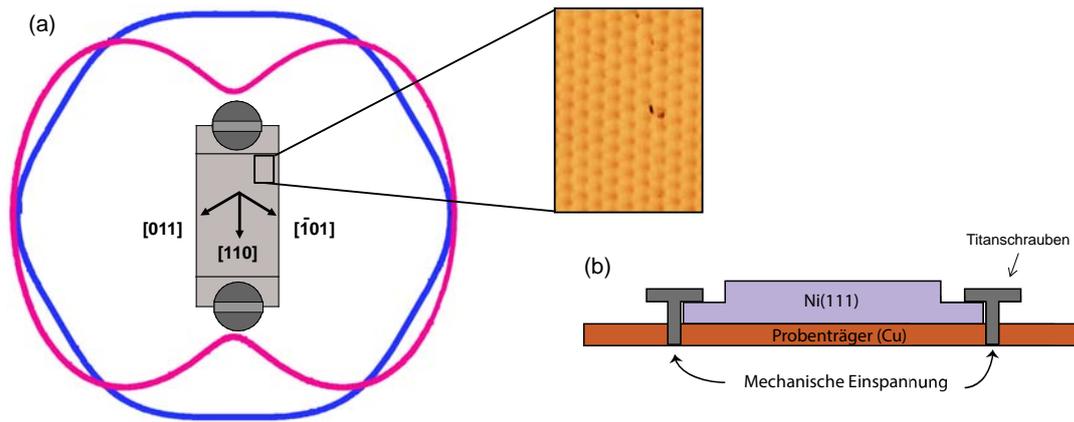


Abbildung 4.17.: (a) Skizze der Probe bei Draufsicht nach Montage der Probe auf den Probenträger. Die blaue Linie illustriert in dieser Skizze die magnetokristalline Energielandschaft des spannungsfreien Nickelkristalls in der (111) Ebene wohingegen die pinke Line die des verspannten illustriert. Die Minima/Maxima dieser Energielinien entsprechen den Kristallrichtungen, wie diese in der Probenskizze markiert sind. Diese Kristallrichtungen wurden mit STM ermittelt, wie dies die Ausschnittsvergrößerung illustrieren soll. (b) Querschnittsskizze der Probe nach Montage auf den Probenträger.

Ni(111) entlang der [110] Richtung wird im Wesentlichen durch die Längenänderungsdifferenz von Kupfer und Nickel bestimmt $\frac{\Delta L}{L}_{Ni} - \frac{\Delta L}{L}_{Cu} = -0,07\%$ ⁹. Dies bedeutet, dass auf den Nickelkristall eine Druckspannung entlang der [110] Richtung wirkt. Die elastische Dehngrenze von Nickel liegt bei etwa 0,1%. Die durch das Einkühlen verursachte Längenänderung liegt in derselben Größenordnung, weshalb der Prozess unter Umständen nicht vollständig reversibel ist.

Abbildung 4.18 zeigt die SEMPA Aufnahme des eingespannten Kristalls bei 95 K. Das Domänenmuster hat sich komplett gewandelt. Vor dem Einkühlen glich dies dem Muster aus Abbildung 4.5. Nun existieren in der Ebene nur noch die beiden Richtungen der Magnetisierung parallel zur [110]-Richtung des Kristalls. Ähnlich wie im Domänenmuster des spannungsfreien Nickelkristalls finden sich auch hier streifenartige Domänen vergleichbarer Größe. Die Magnetisierung benachbarter Streifen ist hier jedoch "Side-By-Side" und nicht mehr "Head-To-Head" orientiert. Innerhalb dieser Streifen sind weiße Bereiche zu sehen. An diesen Stellen konnte keine Magnetisierungskomponente in der Ebene gemessen werden. Hier steht die Magnetisierung senkrecht zur Oberfläche und daher parallel/antiparallel zur [111]-Achse des Kristalls.

Ursache dieser Veränderungen im Domänenmuster ist das magnetoelastische Verhalten von Nickel. Anhand der magnetoelastischen Koeffizienten B kann die Kopplungsstärke zwischen Dehnung und Magnetisierung bewertet werden [50, 61]. So gibt das Verhältnis K_1/B_1 die kritische Dehnung an, ab welcher die magnetoelastische Energie die magnetokristalline Anisotropie übersteigt. Bei Nickel liegt diese kritische Dehnung bei $\approx 0,1\%$.

⁹Einen Teil dieser Verspannung wird der Probenhalter aufnehmen. Dies ändert aber nicht die Grundlage der Argumentation

Das Vorzeichen des Produkts aus mechanischer Spannung σ und Magnetostruktionskonstante λ gibt die Art der magnetischen Reaktion auf die mechanische Spannung an. Dabei bedeuten Werte $\sigma \cdot \lambda < 0$, dass sich die Magnetisierung senkrecht zur Spannungsrichtung orientiert. $\sigma \cdot \lambda > 0$ definiert den parallelen Fall. Die λ Werte für beliebige Spannungsrichtungen können aus den Literaturwerten für λ_{100} und λ_{111} berechnet werden [50]. Für λ_{110}^{Ni} ergibt sich

$$\lambda_{110}^{Ni} = \frac{1}{4}\lambda_{100}^{Ni} + \frac{3}{4}\lambda_{111}^{Ni} \quad (4.3)$$

$$= \frac{1}{4}(-46 \times 10^{-6}) + \frac{3}{4}(-25 \times 10^{-6}) < 0 \quad (4.4)$$

Da $\sigma < 0$ ist dann auch $\sigma \cdot \lambda > 0$. Die Auswirkungen einer Druckspannung entlang der $[110]$ -Richtung auf die Anisotropiefläche des fcc Nickel in der (111) -Ebene sind in Abbildung 4.17(b) skizziert.

Die Minima entlang der $[110]$ -Richtung werden durch den Druck attraktiver. Die übrigen vier Minima werden flacher und können bei ausreichender Druckspannung ganz verschwinden. Hierin begründet sich, dass die Magnetisierung im Domänenmuster des verspannten Ni(111) (Abb. 4.18) in der Ebene nur noch Richtungen parallel zur $[110]$ -Richtung bevölkert.

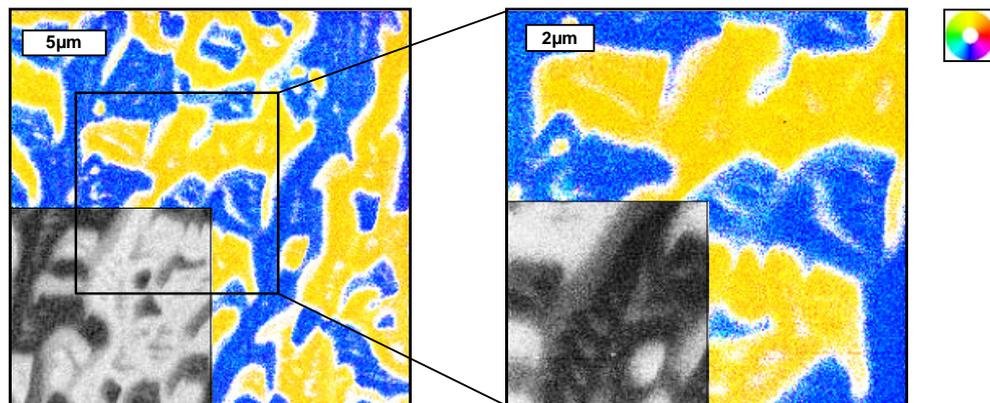


Abbildung 4.18.: SEMPA Aufnahme des eingespannten Ni(111) bei 85K.

5. Domänenwände in geknickten Nanodrähten

In den letzten Jahren sind die Möglichkeiten bei der Herstellung lateraler Strukturen aus Filmsystemen in den Nanometer-Bereich vorgedrungen [213]. Sind die räumlichen Abmessungen eines Systems mit den charakteristischen Längenskalen seiner physikalischen Eigenschaften vergleichbar, so werden letztere stark durch seine Geometrie beeinflusst. Die Fortschritte bei der Prozessierung von Nanostrukturen eröffnen somit ein weites Feld für neue physikalische Fragestellungen. Ein großes Thema im Forschungsfeld des Magnetismus sind dabei Nanodrähte. Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der magnetischen Feinstruktur solcher Nanodrähte in Abhängigkeit geometrischer Variationen. Die hier untersuchten Drähte haben einen rechteckigen Querschnitt mit typischer Breite w von einigen hundert Nanometern sowie Dicken t von einigen zehn Nanometern. Der (remanente) Grundzustand dieses Systems zeichnet sich dadurch aus, dass sich die Magnetisierung parallel zu seinen langen Kante ausrichtet. So wird die Streufeldenergie minimiert. Bei endlicher Länge des Drahtes bilden sich Abschlussdomänen an seinen Enden, wie in Abbildung 5.1(a) zu sehen ist. Liegen im Draht mehrere Domänen vor, so ist die

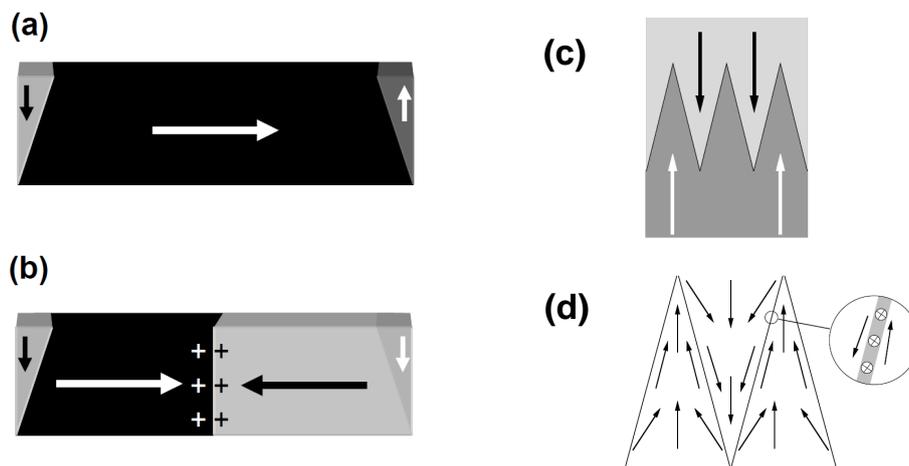


Abbildung 5.1.: Energetisch niedrigster Zustand (a) und Zustand mit positiv (+) geladener 180° “Head-To-Head” Néel-Wand (b) im geraden Draht endlicher Länge. Eine geladene Zickzack Wand trennt zwei “Head-To-Head” Domänen (c). Skizze zur Bildung eines ungeladenen Wandkerns in einer Zickzack Wand (d). ((c) und (d) aus [53])

Magnetisierung in diesen aufgrund der Formanisotropie entlang der Kanten ausgerichtet. Der nächsthöhere, energetisch stabile Zustand wird somit von zwei Domänen

in einer “Head-to-Head” oder “Tail-to-Tail”-Domänenkonfigurationen gebildet (siehe Abbildung 5.1(b)). Solch eine Wand trägt einen fixen, von Null verschiedenen Betrag an magnetischer Ladung $2M_s \cdot w \cdot t$ [214]. Die Frage nach der Stabilität solcher Domänenstrukturen muss durch Studien geklärt werden. Im Gegensatz zum Volumenfestkörper sind geladenen Wandstrukturen in dünnen Filmen bekannt. Hier sind die energetischen Kosten dafür vergleichsweise gering. Die typische Struktur die solche geladenen Wände bilden ist die in Abbildung 5.1(c,d) dargestellte Zickzack Wand. Dieses charakteristische Muster reduziert die Ladungsdichte im Vergleich zum geraden Wandprofil auf Kosten von Wandlänge und Anisotropie-Energie. Mit diesem Konzept werden die Ladungen zwischen dem Zickzack-Muster verteilt und die 180° -Wände selbst bleiben ungeladen. Je nach Filmdicke bildet sich hier dann eine 180° -Néel-, Cross-Tie- oder Bloch-Wand (siehe Kapitel 2.2.2). Aus der vorliegenden Studie geht hervor, dass dieses Wandkonzept aufgrund der reduzierten Dimensionen bei Nanodrähten für Breiten $w < 600nm$ nicht mehr aufgeht. Hier findet man hingegen komplexe Übergangsstrukturen zwischen den Domänen, welche in Analogie zu den Übergangsbereichen in Filmen und Volumenfestkörpern auch als Domänenwände bezeichnet werden. Die beiden dominierenden Strukturen wurden 1997 von R. D. McMichael und M. J. Donahue vorhergesagt [215]: Die transversale Domänenwand, welche das Energieminimum für dünne schmale Drähte bildet und die Wirbelwand, welche das Energieminimum in dicken breiten Drähten ist. Eine theoretische Bewertung der auftretenden Domänenwandstrukturen bietet hier auch der Übersichtsartikel von A. Thiaville [216]. Diese Domänenwände haben in vielerlei Hinsicht Interesse geweckt. Sie verhalten sich wie Quasi-Teilchen [217] und können unter anderem durch magnetische Felder [218, 219, 220, 221, 222, 223], spinpolarisierte Ströme [224, 225, 27] oder Geometrie manipuliert werden. Ebenso wird der elektrische Strom von der Domänenwand beeinflusst und erzeugt eine Spinstreuung welche zu einem charakteristischen Domänenwandwiderstand führt ¹ [226, 227, 228, 229, 8]. Auf den Grundlagen dieser Forschungsergebnisse werden Domänenwände in Nanodrähten für die Datenspeicherung als Bits (z.B. Racetrack Memory [10]) sowie für die Konstruktion logischer Funktionen wie NOT- und AND-Gatter vorgeschlagen [11, 12, 35].

Durch die Einführung von Verengungen oder Knicken (U- als auch L-förmige) wird die Potentiallandschaft für die Domänenwände im Nanodraht lokal variiert [230, 231, 232, 28, 233]. Dies sorgt für eine zuverlässige Nukleation von Domänenwänden an definierten Positionen im Draht. Die Geometrie des Knickdrahts hat den Vorteil, dass die Nukleation von Domänenwand einfach durch einen magnetischen Feldpuls entlang ihrer Symmetrieachse erreicht werden kann [24]. Das stark lokalisierte Streufeld solcher gepinnten Domänenwände kann überdies zum Einfangen sowie zum Transport von kleinen magnetischen Partikeln verwendet werden [234, 34, 32]. Trotz der auffällig häufigen Verwendung geknickter Nanodrähte [23, 24, 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 32, 33, 34, 35, 36, 37] ist der Einfluss des Knicks auf die mikromagnetische Feinstruktur der Wand sowie den Wandtyp bisher nicht untersucht worden. Dies ist jedoch für die genaue Analyse und Interpretation der experimentellen Ergebnisse notwendig.

¹Im Falle der transversalen Wand und der Wirbelwand wird dieser charakteristische Domänenwandwiderstand vom anisotropen Magnetowiderstand (AMR) überlagert.

Im Folgenden werden die Ergebnisse einer experimentellen Untersuchung von Domänenwänden in weichmagnetischen Nanodrähten vorgestellt und mit Hilfe von Computersimulationen unterstützt. Im Fokus steht hierbei die magnetische Feinstruktur sowie deren Variation in Abhängigkeit des Knickwinkels α , der Drahtbreite w und der Drahtdicke t . Zunächst wird in Kapitel 5.1 die Präparation der Nanodrähte beschrieben. Daraufhin werden die Eigenschaften des zugrundeliegenden Filmsystems bestehend aus $\text{Co}_{39}\text{Fe}_{54}\text{Si}_7$ eingehend diskutiert. Weiter findet sich in diesem Kapitel die Diskussion der Parameter für die mikromagnetische Simulation sowie die Beschreibung der experimentellen Prozedur des Einsäens von Domänenwänden. Im folgenden Kapitel 5.2 wird die mikromagnetische Feinstruktur experimentell beobachteter Domänenwände und die Kriterien ihrer Klassifizierung diskutiert. Besondere eingehend werden hierbei die Typen transversale Wand, asymmetrische Wand und Wirbelwand diskutiert. Die zwei anschließenden Kapitel befassen sich mit der Geometrieabhängigkeit der Domänenwände. Kapitel 5.3 beschäftigt sich hierbei speziell mit der Breite und der Dicke des Nanodrahts und Kapitel 5.4 mit dem Knickwinkel. Zuletzt folgt noch eine kurze Betrachtung der Wechselwirkung des Domänenwandstreufelds mit kleinen proteinbeschichteten magnetischen Nanopartikeln.

5.1. Experimentelles

Das folgende Kapitel beschäftigt sich mit den Details zur Herstellung, Messung und mikromagnetischen Simulation von weichmagnetischen Nanodrähten. In Kapitel 5.1.1 findet sich die Beschreibung der Präparation von Nanodrähten. In Kapitel 5.1.2 werden die Eigenschaften des zugrundeliegenden Filmsystems bestehend aus $\text{Co}_{39}\text{Fe}_{54}\text{Si}_7$ eingehend diskutiert. Kapitel 5.1.4 diskutiert die mikromagnetische Simulation der Nanodrähte. Zuletzt wird in Kapitel 5.1.3 die experimentellen Prozedur zum Einsäen von Domänenwänden in einen geknickten Nanodraht beschrieben.

5.1.1. Präparation der Knickdrähte

Für die folgende Untersuchung der mikromagnetischen Feinstruktur von Nanodrähten in Abhängigkeit geometrischer Parameter wurden der Knickwinkel α , die Drahtbreite w und die Drahtdicken t der Nanodrähte variiert.

Um den Einfluss der Abschlussdomänen an den Drahtenden auf die Feinstruktur der Domänenwand zu minimieren wurde ein Aspekt-Verhältnis von ≥ 7 (Schenkellänge:Drahtbreite) gewählt. Für jedes Tripel (α, w, t) wurde ein doppelter Satz von Drähten mit den folgenden Parametern hergestellt (siehe Abbildung 5.2):

- Variation der Drahtbreite w in neun Schritten von 150 nm bis 800 nm bei einem konstanten Winkel $\alpha = 150^\circ$ (siehe Abbildung 5.2(b)-(d))
- Variation des Winkels α in 13 Schritten von 60° bis 180° (gerader Draht) bei einer konstanten Drahtbreite $w=400$ nm (siehe Abbildung 5.2(e)-(g))

Bei dem Erstellen der Layouts für die Drahtfelder wurde besonders darauf geachtet, dass die Abstände der Drähte untereinander und zum Filmsystem groß genug

sind, um magnetostatische Wechselwirkungen zu minimieren [235, 236]. Die Nan-

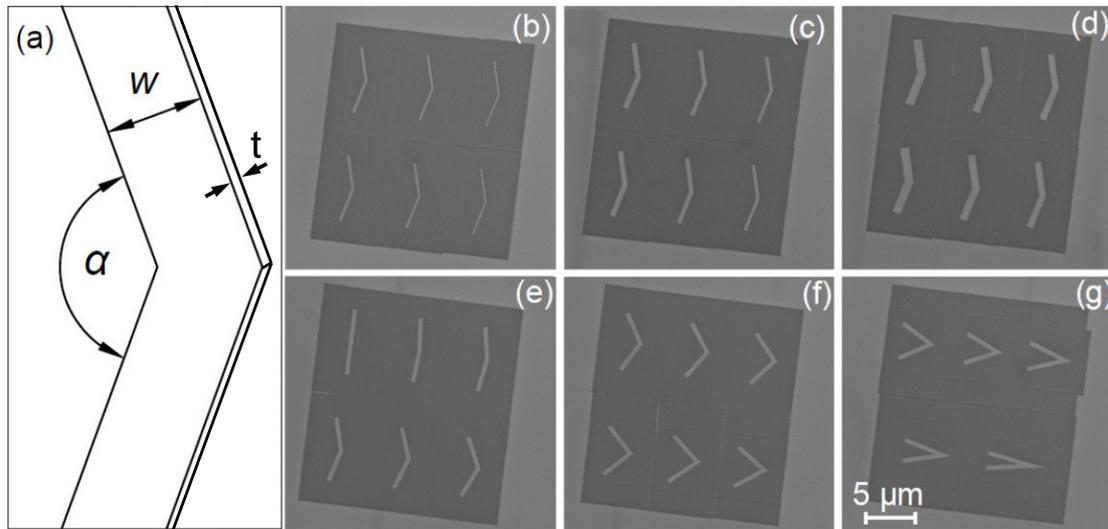


Abbildung 5.2.: Drahtskizze zur Definition geometrischer Parameter (a). (b)-(g) SEM-Aufnahmen von Drähten mit Dicke $t=20$ nm. Jedes Bild zeigt eine Anordnung von sechs Drähten aus magnetischem Material (hell). In der direkten Nachbarschaft der Drähte ist das magnetische Material entfernt (dunkel). (b)-(d) zeigt die Breitenvariation und (e)-(g) die Winkelvariation.

odrähte wurden aus einem thermisch aufgedampften weichmagnetischen $\text{Co}_{39}\text{Fe}_{54}\text{Si}_7$ (at %) Film hergestellt. Der Film wurde thermisch mittels Elektronenstrahlverdampfung in einem Verdampfungsschritt aufgebracht. Die Massenzusammensetzung des Dampfguts ist 0,3 g Kobalt, 0,12 g Eisen und 0,12 g Silizium. Aufgrund der unterschiedlichen Dampfdrücke unterscheidet sich das relative Massenverhältnis vor und nach dem Aufdampfen. Der Film wurde mit einer Aufdampftrate von 0,05 nm/s und bei einem Basisdruck von $1 \cdot 10^{-8}$ mbar gedampft. Als Substrat wurde ein, an der Oberfläche mit Si_3N_4 versehenes Si-Wafer Bruchstück verwendet. Um eine gute Vergleichbarkeit zwischen Drähten unterschiedlicher Dicke zu gewährleisten, wurden die Drähte in ein geschlossenes Filmsystem mit drei unterschiedlich dicken Plateaus (10 nm, 20 nm, 30 nm) strukturiert (siehe Abbildung 5.3). Das gesamte Filmsystem wurde ohne Bruch des Vakuums präpariert. Die Plateaus wurden dabei durch das diskrete Verschieben einer Abdeckung während des thermischen Aufdampfens des Films erzeugt. Die Filmstärke wurde dabei mit einer Quarzmikrowaage kontrolliert. Abbildung 5.3 (a) zeigt die SEM Aufnahme des Films. Gut sind hier die einzelnen Plateaus an den Dampfschatten der Plateaukanten zu erkennen.

Die Nanodrähte wurden durch fokussiertes Ionenätzen mit 30 keV Ga^+ -Ionen hergestellt (siehe Abbildung 5.2). Für das vollständige Abtragen des 10 nm, 20 nm, 30 nm Films wurde eine Ga^+ -Dosis von 15000, 25000, 30000 $\mu\text{C}/\text{m}^2$ appliziert. Um beste Drahtqualität zu gewährleisten wurden die Felder mit jeweils sechs Drähten wie folgt hergestellt: Die einzelnen Drähte wurden nacheinander hergestellt, um den Einfluss von thermischer Drift zu minimieren. Dies war auch der Grund weshalb der Film zuerst großflächig abgetragen wurde. Nach diesem zeitaufwendigen Schritt wurden dann die Drahtumrisse mit höchster Auflösung herausgeschnitten.

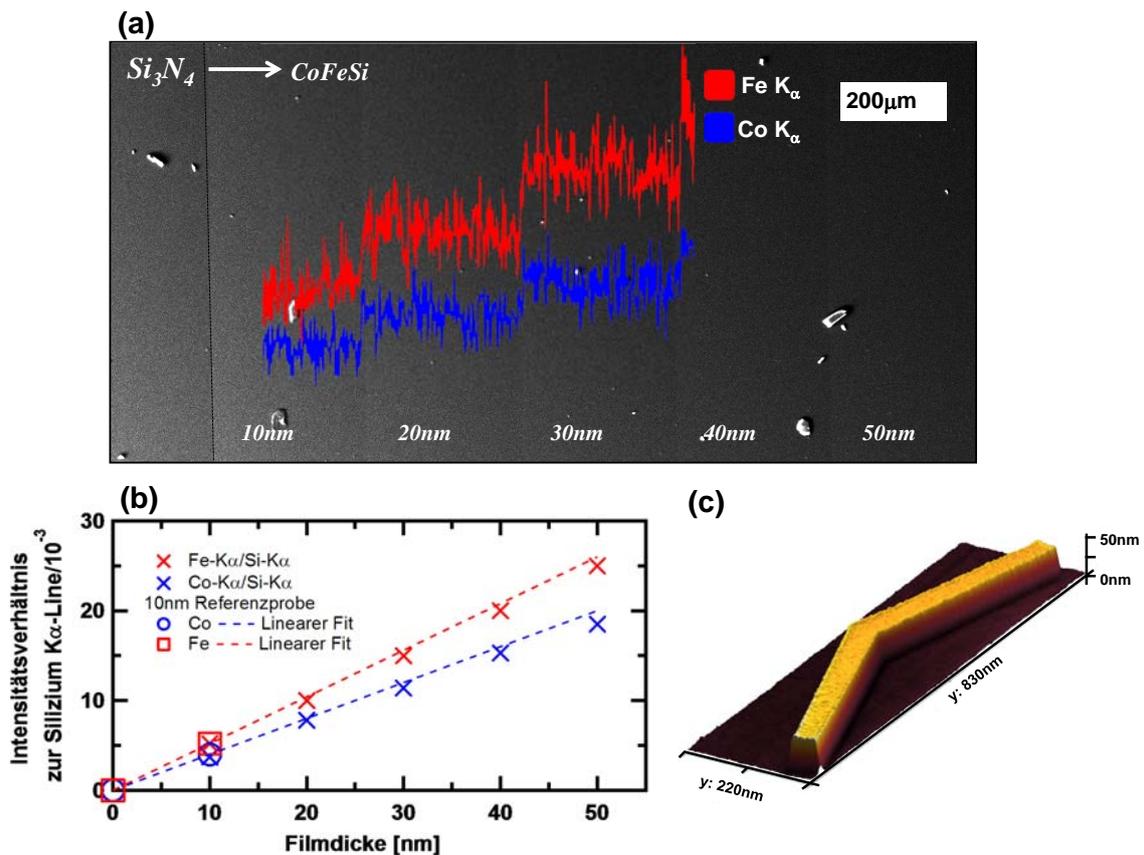


Abbildung 5.3.: SEM Aufnahme des unstrukturierten CoFeSi-Films auf Si_3N_4 -Substrat (a). Die Kanten der einzelnen Plateaus sind in der SEM Aufnahme gut zu erkennen. Ebenfalls ist eine schwache Helligkeitsvariation aufgrund der unterschiedlichen Filmdicke erkennbar. Der Linienscan zeigt die Intensität der Fe-/Co- K_α -Linie der EDX Untersuchung (rot/blau). In (b) sind die, auf die Silizium K_α -Linie normierten Intensitäten der Fe-/Co- K_α -Linie (rot/blau) über der Schichtdicke der Quarzmikrowaage aufgetragen. Zudem sind die Fe-/Co- K_α -Linienintensitäten einer 10,1nm dicken Referenzprobe eingetragen, deren Dicke mit AFM verifiziert wurde. (c) zeigt die AFM Aufnahme eines Nanodrahtes.

Aufgrund von Channeling-Effekten [237] wird der Film während des Ionenbeschusses nicht gleichmäßig abgetragen. Um sicherzustellen, dass das magnetische Material komplett abgetragen wurde, wird daher etwas tiefer ins Substrat geätzt. Die Stufenhöhen wurden nach den SEMPA Untersuchungen mittels EDX bzw. AFM vermessen. Abbildung 5.3 (b,c) zeigen die Ergebnisse dieser Untersuchungen. In Abbildung 5.3 (b) sind die, auf die Silizium K_α -Linie normierten Intensitäten der Fe-/Co- K_α -Linie (rot/blau) über der Schichtdicke der Quarzmikrowaage aufgetragen. Zudem sind die Fe-/Co- K_α -Linienintensitäten einer 10,1 nm dicken Referenzprobe eingetragen, deren Dicke mit AFM verifiziert wurde. Unter Annahme eines linearen Intensitätszuwachses der Fe-/Co- K_α -Linien im betrachteten Schichtdickenbereich sollten die übrigen Messwerte auf der Gerade durch Null und den AFM vermessenen Referenzwert liegen. Die Messwerte der Plateaus liegen systematisch geringfügig unterhalb dieser Geraden. Im Mittel ergibt sich eine Abweichung von

4,3%. Innerhalb der Ungenauigkeit dieser Bestimmungsmethode werden die nominalen Filmdicken jedoch bestätigt.

5.1.2. Filmeigenschaften

Das Filmsystem aus dem die Nanodrähte bestehen sollte folgende Eigenschaften aufweisen, damit es als weichmagnetisches System für die Untersuchung der mikromagnetischen Feinstruktur von Domänenwänden in Nanodrähten geeignet ist:

- Die magnetokristalline Anisotropie des Films muss vernachlässigbar klein sein gegenüber der Formanisotropie der Drähte $Q = \frac{K_{MK}}{K_{SF}} \ll 1$.
- Die Korngröße des polykristallinen Films sollte klein sein im Vergleich mit den charakteristischen Längenskalen damit auch lokal die mikromagnetische Feinstruktur der Domänenwand ausschließlich durch die Form des Nanodrahts bestimmt wird.
- Werden die Drähte nicht *in-situ* hergestellt und vermessen, so sollten die Filmeigenschaften inert sein gegen Oxidation.

Permalloy($\text{Fe}_{19}\text{Ni}_{81}$), Nickel sowie eine Vielzahl metallischer Gläser erfüllen diese Forderungen. Für die vorliegende Untersuchung wurde $\text{Co}_{39}\text{Fe}_{54}\text{Si}_7$ (metallisches Glas) gewählt, da diese Legierung hinsichtlich der SEMPA Untersuchungen große Vorteile bietet. Gegenüber dem üblicherweise eingesetzten Permalloy erzeugt es einen deutlich höheren Kontrast (12% vs. 6%) in den magnetischen Bildern. Dieser Gewinn geht sogar quadratisch in der Bildqualität ein [158]. Die Ursache hierfür kann in der mittleren Bandpolarisation am Fermi-Niveau gesucht werden, welche der Ausgangspunkt für den Polarisationskontrast im SEMPA ist (siehe Kap.3.1.5). Diese unterscheidet sich deutlich für die Ferromagnete Fe (27%), Ni (5,5%) und Co (19%) [147, 146, 151] und ihre Legierungen. Im Wesentlichen ist daher der hohe Nickelanteil verantwortlich für den geringen magnetischen Kontrast von Permalloy in SEMPA-Untersuchungen. Legierungen von Fe und Co hingegen zeichnen sich stets durch einen hohen magnetischen Bildkontrast im SEMPA aus [14]. Allerdings ist diesen Legierungen auch meist eine hohe magnetokristalline Anisotropie zu eigen [238]. Durch das Beimengen von Si oder/und B zu dieser Legierung lässt sich das kristalline Gefüge stören, sodass die magnetokristalline Anisotropie reduziert wird ohne den Kontrast zu ändern [53]. Nach einigen Tests stellte sich heraus, dass eine CoFe-Legierung mit einem geringen Anteil an Si einen guten Kompromiss zwischen SEMPA Kontrast und den oben genannte Anforderungen an das weichmagnetische System [203] darstellt. Die gewählte Zusammensetzung ist Fe 54%, Co 39%, Si7% (at%).

Die intrinsischen magnetischen Eigenschaften des $\text{Co}_{39}\text{Fe}_{54}\text{Si}_7$ Films wurden mit MOKE und SEMPA untersucht. Abbildung 5.4 (a) zeigt die Hysteresekurve von $\text{Co}_{39}\text{Fe}_{54}\text{Si}_7$ zwei zueinander senkrechter Richtungen in der Filmebene. Hierbei bedeutet 0° , dass das Feld in Richtung maximaler Remanenz angelegt wurde (leichte Richtung). Die Richtung minimaler Remanenz wurde bei 90° beobachtet. Das System besitzt somit eine uniaxiale Anisotropie. Der Remanenzunterschied zwischen

diesen beiden Richtungen beträgt nur 7% (bezogen auf den Maximalwert). Da der Ummagnetisierungsprozess durch irreversible Domänenwandbewegungen bei einem Koerzitivfeld von $\mu_0 H_c = (6,7 \pm 0,2)$ mT gekennzeichnet ist kann kein Wert für die Filmanisotropie berechnet werden. Da sich der Film jedoch weitgehend isotrop verhält, kann angenommen werden das diese vernachlässigbar klein ist im Vergleich zur Formanisotropie der Nanodrähte. Der Grund für die Reduktion der magnetokristallinen Anisotropie durch das Beimischen von Silizium ist nicht weiter untersucht worden und ist auch nicht Teil dieser Arbeit. In Abbildung 5.4 (b) ist eine SEM-PA Aufnahme der Magnetisierungsverteilung zu sehen. Der magnetische Kontrast beträgt 11,2%. Nach dem Säubern der Oberfläche durch *in-situ* Ar⁺ Ionenätzen bleibt dieser Kontrast für Stunden erhalten. Das SEMPA Bild wurde aufgenommen bevor der Film in einem externen Magnetfeld aufmagnetisiert wurde. Neben dem magnetischen Nanodraht auf der linken Seite des Bildes ist der Film durch fokussiertes Ionenätzen abgetragen. Dieser Bereich zeigt keinen magnetischen Kontrast und wird daher im Falschfarbenbild der Magnetisierungsrichtung weiß dargestellt. Angrenzend erkennt man die Magnetisierungsverteilung des geschlossenen Films. An der Grenze zum unmagnetischen Bereich sowie im Draht liegt die Magnetisierung parallel zu den Kanten, um so das Streufeld zu vermeiden.

Innerhalb des Films ist deutlich eine leichte Variation der Magnetisierungsrichtung zu erkennen. Diese Variation zeigt ein charakteristisches Wellenmuster auf welches erstmals in polykristallinen Permalloy-Filmen beobachtet wurde[239]. Das charakteristische Muster aus rhombisch-länglichen Formationen ergibt sich aus dem Wechselspiel zwischen uniaxialer Filmanisotropie sowie Austauschwechselwirkung einerseits und lokalen Fluktuation der Anisotropieverteilung andererseits. Seine Ursache wird auf eine Verteilung der magnetokristallinen Ausrichtungen der einzelnen Kristallkörner zurückgeführt. Die Größe der einzelnen Formationen ist von den charakteristischen Längenskalen des Systems abhängig. Typisch für dieses Muster ist zudem, dass die Wände zwischen den Rippeldomänen immer senkrecht auf der mittleren Magnetisierungsrichtung stehen(longitudinale Rippe). Dies begründet sich damit, dass für kleine Variationen die Streufeldkosten im longitudinalen Fall deutlich geringer sind als im transversalen Fall. Deswegen werden transversale Variationen unterdrückt. Ist die Winkelabweichung von der mittleren Magnetisierungsrichtung in zwei benachbarten Rippeldomänen auch noch entgegengesetzt gleich groß, so verschwindet das Streufeld über diese Struktur im longitudinalen Fall sogar für beliebige Winkelabweichungen bezüglich der mittleren Magnetisierungsrichtung des Films. [240, 53, 241] Die Messung der Sättigungsmagnetisierung des Films $\mu_0 M_s = 1,8$ T wurde anhand ferromagnetischer Resonanz(FMR) Messungen von J. Topp am Institute für Angewandte Physik, Hamburg durchgeführt.

5.1.3. Einsäen der Domänenwände

Die SEMPA Aufnahme in Abbildung 5.5 (a) zeigt sechs Nanodrähte. Der schwarz/weiß Kontrast zeigt die vertikale Magnetisierungskomponente in der Bildebene. Die meisten Drähte befinden sich in einem Multidomänenzustand mit einer oder mehreren Domänenwänden. Dies kann anhand des Rippelmusters im Film erklärt werden. Durch die Strukturierung der Nanodrähte entstehen magnetische Oberflächen-

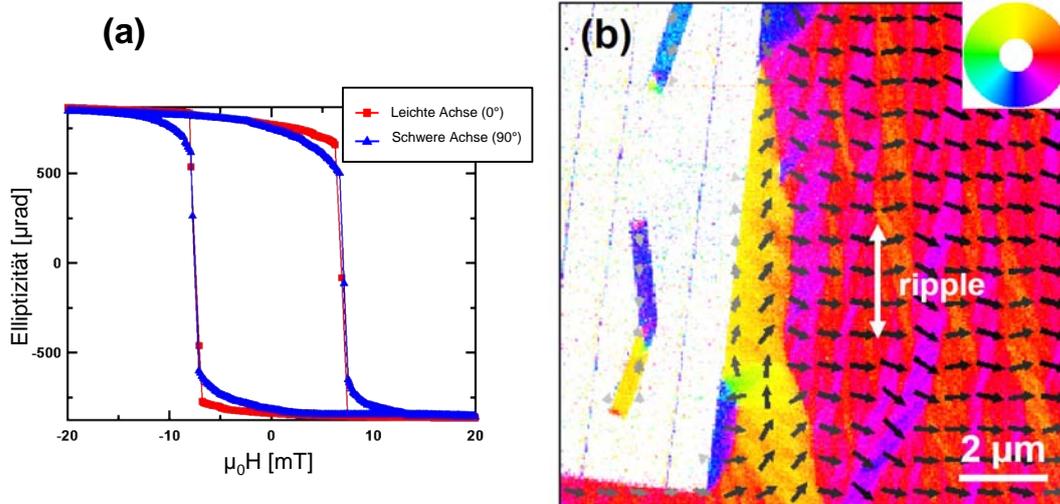


Abbildung 5.4.: (a) Magnetisierungskurve eines 30 nm dicken $\text{Co}_{39}\text{Fe}_{54}\text{Si}_7$ -Films für zwei zueinander senkrechte Feldrichtungen in der Filmebene. Die Messung wurde unter Verwendung des longitudinalen Kerr Effekts (MOKE) aufgenommen. (b) SEMPA Aufnahme eines magnetischen Nanodrahts (20 nm) und des angrenzenden magnetischen Films (20 nm). Die Richtung der Magnetisierung ist dem abgebildeten Farbrad zu entnehmen. Weiße Gebiete sind unmagnetisch.

ladungen an den Kanten der Drähte. Die so auflaufenden Energiekosten dominieren schnell die Energiebilanz des Systems, so dass sich die Magnetisierung parallel zu den langen Kanten des Drahts dreht und das Rippelmuster unterdrückt. Die lokale Magnetisierungsrichtung in den Rippeldomänen des Films bestimmt dabei die Rotationsrichtung des Relaxationspfades hin zu diesem Zustand. Ein Multidomänenzustand kann sich somit ausbilden. Die Magnetisierung im Nanodraht ist allerdings bestrebt, die entstehenden Wände aus dem Draht zu schieben, um die Energie weiter abzusenken. Da die Austauschlänge in der Größenordnung mancher Strukturierungsdefekte liegt, werden einzelne Wände dort fixiert. Andere werden im Knick fixiert. Somit können sich stabile Multidomänenmuster ausbilden.

Um nun gezielt Domänenwände im Knick zu erzeugen wurde ein Elektromagnet benutzt. Dieser befindet sich in der UHV Kammer des SEMPA und erzeugt ein magnetisches Feld von bis zu ± 60 mT. Ein Feldpuls ($B_{ext} = 60$ mT, Dauer 1 s) wurde entlang der in Abbildung 5.5 (b) eingezeichneten Richtung (10° Abweichung von der Symmetrieachse) angelegt. Die Genauigkeit der Feldrichtung ist dabei $\pm 5^\circ$.

Das Streufeld der Drähte kann anhand von Gleichung 2.25 mit $200 \text{ mT} > H_{SF} \approx \frac{t}{w} \mu_0 M_s > 13 \text{ mT}$ ² abgeschätzt werden. Für dicke und schmale Drähte reicht das Feld des Elektromagneten somit nicht aus, um den Nanodraht entlang des Feldes vollständig zu sättigen. Da die Größenordnung aber vergleichbar ist, reicht es aus, um den Mikrozustand des Nanodrahts zu löschen. Die Projektion des angelegten

² $150 \text{ nm} \leq w \leq 800 \text{ nm}$ und $10 \text{ nm} \leq t \leq 30 \text{ nm}$

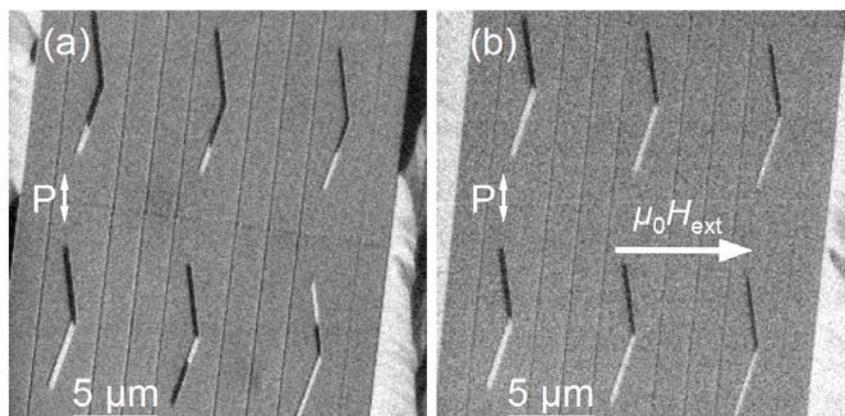


Abbildung 5.5.: SEMPA Aufnahmen von sechs Nanodrähten. Dargestellt ist die mit dem weißen Doppelpfeil markierte laterale Polarisationskomponente. (a) zeigt die Drähte direkt nach der Herstellung und (b) die Domänenkonfiguration nach Anwendung eines externen Magnetfeldes $B_{ext} = 60$ mT entlang der mit einem weißen Pfeil gekennzeichneten Richtung.

Magnetfeldes auf die Drahtschenkel steht hierbei “Head-To-Head” oder “Tail-To-Tail” zueinander. Das Abschalten des externen Feldes führt dazu, dass sich die Magnetisierung in den beiden Schenkeln entgegengesetzt ausrichtet. Der Einbau der Wand im Knick wird energetisch bevorzugt, wie dies in den folgenden Kapitel ausführlich diskutiert wird.

Um die Zuverlässigkeit dieser Prozedur zu testen wurde der mikromagnetische Zustand im Nanodraht nach unterschiedlichen *in situ* Aufmagnetisierungsprozessen aufgenommen. Durch die Umkehr der Feldrichtung des Pulses drehte sich die Magnetisierung in den Schenkeln der Drähte um. Zusammenfassend konnte so eine Erfolgsrate von etwa 90% erzielt werden, wobei Drähte mit einem Knickwinkel von $> 160^\circ$ nicht berücksichtigt wurden. Bei diesen findet man vermehrt einen eindomänigen Zustände. Dies rührt daher, dass aufgrund der Positionierungsgenauigkeit des externen Feldes von 10° seine Projektion auf die Drahtschenkel meist in dieselbe Richtung weist.

Die Simulation der Relaxation des Systems aus einem vollständig, parallel zur Symmetrieachse gesättigten Draht ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Durch den verwendeten Elektromagnet wird ein Zustand ähnlich dem aus Abbildung 5.6 (b) erzeugt.

5.1.4. Parameter der mikromagnetischen Simulation

Für mikromagnetische Simulationen von Knickdrähten aus $Co_{39}Fe_{54}Si_7$ ist neben der Sättigungsmagnetisierung $\mu_0 M_s = 1,8$ T und der magnetokristallinen Anisotropie $K \approx 0$ auch die Kenntnis der Austauschkonstanten notwendig. Für $Co_{47}Fe_{53}$ hat Liu et. al diese Austauschkonstante zu $A = 35$ pJ/m bestimmt [243]. Diese wird im

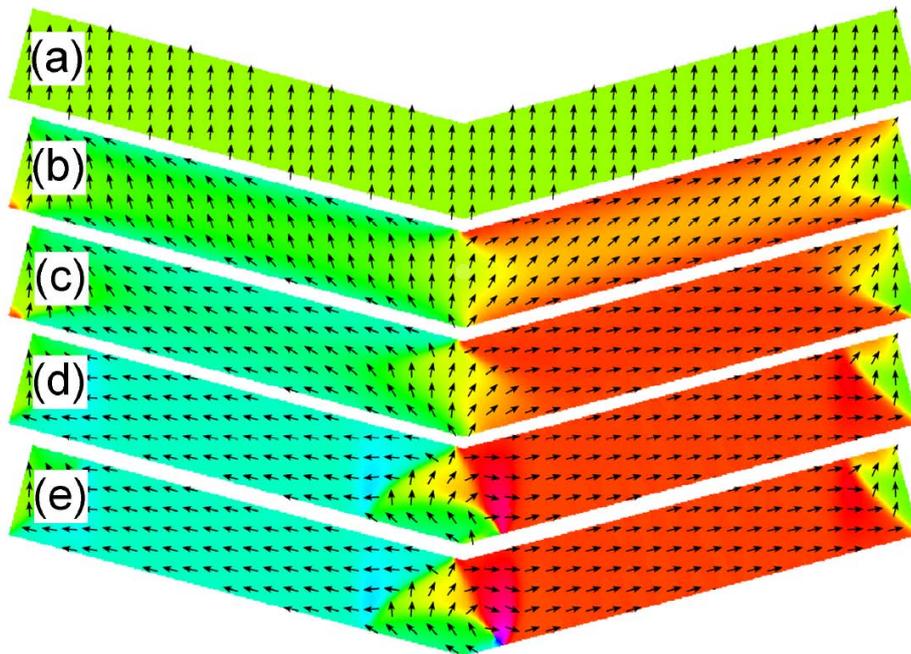


Abbildung 5.6.: Simulation der Relaxation des vollständig gesättigten Nanodrahtes ($t=18$ nm, $w=400$ nm, $\alpha = 150^\circ$) (a) mit einer hohen Dämpfungskonstante $\alpha = 0,5$. Das aufmagnetisierende Feld ist 5° gegen die Symmetrieachse nach rechts verdreht. Die dargestellten Relaxationsschritte sind: (b) 50 Schritte, (c) 80 Schritte, (d) 300 Schritte und (e) 400 Schritte. Die Simulation konvergiert nach 11647 Schritten in einer Wirbelwand, die in Kapitel 5.2.2 detailliert besprochen wird. Abbildung aus [242].

Folgenden als Näherung für CoFeSi in den Simulationen verwendet. Die Zellgröße des Gitters zur Diskretisierung der 3D Beschreibung des Problems sollte sinnvollerweise unterhalb der Austauschlänge des Systems $\delta_{XC} = \sqrt{\frac{A}{\mu_0 M_s^2/2}} = 5,2$ nm liegen (siehe Abbildung 5.7(a))[244]. Mit einer Zellgröße von $4\text{nm} \times 4\text{nm} \times \text{Filmdicke}/3$ ist dies in lateraler Dimension gewährleistet. Da für Dünnschichtsysteme die Änderung der Magnetisierung in der dritten Dimension und ihr Einfluss auf eine Änderung im Gleichgewichtszustand in erster Näherung vernachlässigt werden kann, wurde die Höhe nur in drei Abschnitte unterteilt. Dies spart Rechenzeit vermeidet aber trotzdem Grenzwertprobleme des 3D-Lösungsalgorithmus. Als Dämpfungskonstante wurde $\alpha = 0,5$ gewählt. In Abbildung 5.7 (a, b) ist die berechnete Energie in Abhängigkeit der Zellgröße aufgetragen. In (a) wird ein gerader Draht und in (b) ein geknickter Draht betrachtet. Da die verwendete Simulationssoftware OOMMF(Object Oriented MicroMagnetic Framework)[86] die Geometrie immer durch rechteckige Zellen gleicher Größe diskretisiert, wird im geknickten Draht so eine Rauigkeit der Kanten in der Größenordnung der Gitterpunktstände erzeugt. Dies führt zu magnetischen Polen und einer damit verbundenen Streufeldenergie. Dieser Energieterm reduziert sich durch die Verkleinerung der Zellgrößen. Um diesen ungewollten Effekt zu verhindern müsste das Problem in Polygone zerlegt werden. Dies ist mit OOMMF jedoch nicht möglich. Stattdessen könnte man die Kanten absichtlich mit einer Rauigkeit

versehen, so dass die, durch das Berechnungsgitter erzeugte Rauigkeit überlagert wird. Die dritte, in dieser Arbeit zur Anwendung kommende Möglichkeit ist es, stets nur Energiedifferenzen unterschiedlicher Wandtypen bei gleichen Winkel zu betrachten.

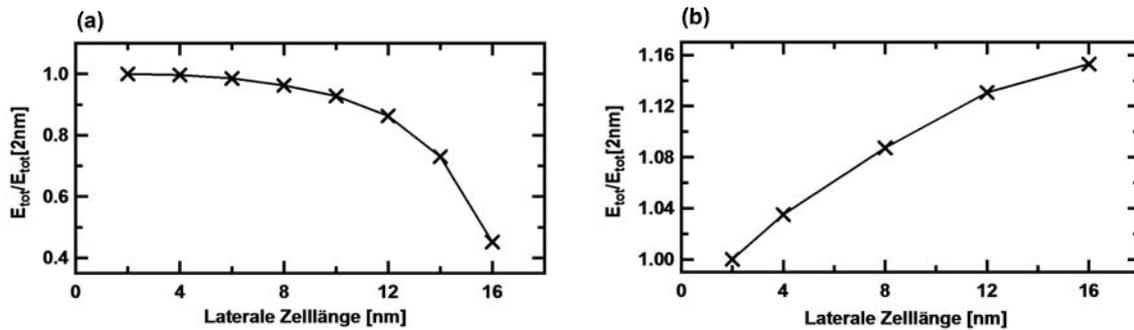


Abbildung 5.7.: Verlauf der berechneten freien Gesamtenergie für das System eines 200nm breiten Nanodrahts mit Wirbelwand in Abhängigkeit von der verwendeten Zellgröße. In (a) sind die Ergebnisse für den geraden Draht, in (b) für den geknickten Draht dargestellt. Die Energiewerte sind jeweils auf den Energiewert der Rechnung mit 2 nm Zellgröße normiert. Im Fall des geraden Drahtes konvergiert die Energie. Ist die Zellgröße kleiner als die charakteristische Längenskala des physikalischen Problems, so ändert sich die Energie nicht mehr signifikant. Im Fall des geknickten Drahts fällt die Energie immer weiter ab. Die Diskretisierung führt hier zu einer virtuellen Kantenrauigkeit. Das Verkleinern der Zellgröße reduziert kontinuierlich die Kanten-Rauigkeit und damit die Poldichte. Dies führt zu einer entsprechenden Absenkung der Gesamtenergie. Der Energiebeitrag durch Kantenrauigkeit liegt auch für 2nm große Zellen noch etwa eine Größenordnung über dem Konvergenzwert des geraden Drahts (ohne virtuelle Kantenrauigkeit).

5.2. Domänenwandtypen und ihre magnetische Feinstruktur

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der magnetischen Feinstruktur von Domänenwänden in Nanodrähten. Domänenwände in nanostrukturierten Dünnelementen unterscheiden sich grundlegend von Domänenwänden in makroskopischen Strukturen. Der Grund hierfür liegt im zunehmenden Einfluss der Form auf die Energetik des Systems. Qualitative Veränderungen erwartet man in weichmagnetischen Systemen wenn deren geometrische Abmessungen wie Höhe t und Breite w mit der magnetostatischen Austauschlänge $\lambda = \sqrt{A/\mu_0 M_s^2}$ vergleichbar werden. Dann handelt es sich um ein magnetostatisch dominiertes System. Ihm gegenüber steht der austauschdominierte Fall. Vergleiche hierzu die Magnetisierungsverteilung in Abbildung 5.8 (a) mit 5.8(b). Die in diesem Kapitel diskutierten Nanodrähte zeichnen sich weitgehend durch die charakterisierenden Merkmale des magnetostatisch dominierten Regimes aus. Der Wandbereich in solchen Nanodrähten hat eine sehr komplexe interne Struktur die jedoch gut reproduzierbar ist. Eine aktuelle theoretische Beschreibung dieser

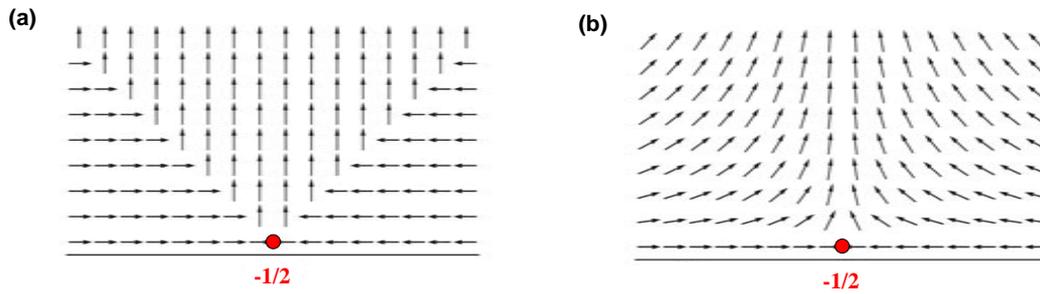


Abbildung 5.8.: Magnetisierungsverteilung eines Kantendefekts mit Windungszahl $-1/2$ (siehe Text) im magnetostatischen Limit (a) und im austauschgekoppelten Limit (b) [245].

Strukturen sucht seine Ansätze in der Topologie [245, 214, 246]. Hier werden die komplexen Strukturen aus mehreren elementaren topologischen Defekten zusammengesetzt, die in Abbildung 5.9 dargestellt sind. Hier zeigt Abbildung 5.9 (a, b) den Wirbel, Antiwirbel um eine Singularität in der Strukturmitte. Abbildung 5.9 (c, d) Kantendefekte. Die Nebenbedingung für diese Konstruktion ist die Ladungsfreiheit der Wände. Vom topologischen Standpunkt aus sind diese Defekte, da sie durch kontinuierliche Deformation nicht vernichtet werden können, stabil. Physikalisch sind sie zumindest im magnetostatischen Limit stabil. Im Speziellen hängt ihre Stabilität allerdings von der konkreten Energielandschaft des Drahtes ab. Die De-

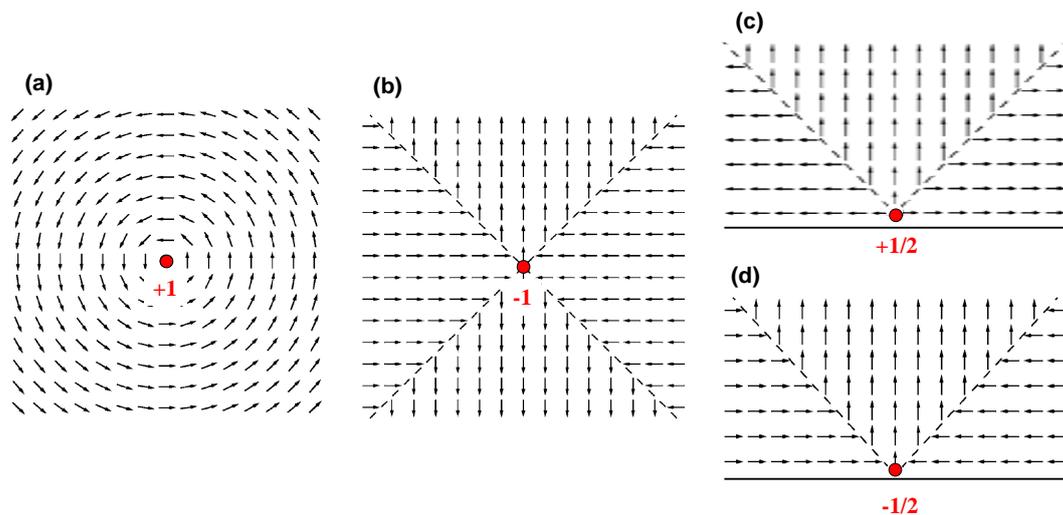


Abbildung 5.9.: $+1$ Defekt (Wirbel) (a), -1 Defekt (Anti-Wirbel) (b), $+1/2$ - (c) und $-1/2$ -Kantendefekt (d) im magnetostatischen Limit [245].

fekte erscheinen als Singularitäten in einer homogenen Magnetisierungsverteilung.

Zur weiteren Diskussion ist es sinnvoll die Windungszahl(oder auch topologische Ladung) solch eines Defektes als das geschlossene Linienintegral um den Kantendefekt zu definieren:

$$n = -\frac{1}{2\pi} \oint_{\partial\Theta} \nabla\theta \cdot d\mathbf{r} \quad (5.1)$$

Hier ist θ der Winkel zwischen Drahtkante und Magnetisierung. So erhält man ganzzahlige Windungszahlen für einen Wirbel(+1) und einen Antiwirbel(-1) sowie halbzahlige Windungszahlen für einen Kantendefekt($\pm 1/2$). In Abbildung 5.9 sind diese topologischen Ladungen den resultierenden Magnetisierungsverteilungen zugeordnet.

Alle vorkommenden Wandmuster im magnetostatischen Limit bilden sich als das Resultat der oben genannten stabilen Defekte aus. Die komplizierte Struktur des Übergangsbereiches zwischen Domänen im Nanodraht kann durch dieses recht einfache Modell beschrieben werden: Eine Domänenwand in einem Nanodraht hat mindestens zwei Kantendefekte an ihren gegenüberliegenden Rändern und die Summe über alle topologischen Ladungen einer Domänenwand muss Null ergeben. Somit ist die einfachste Domänenwand eine Struktur mit zwei Kantendefekten an gegenüberliegenden Seiten des Drahtes mit entgegengesetzter Windungszahl. Erzeugung, Umwandlung oder Vernichtung solcher Defekte ändern die Gesamtladung nicht. Die topologische Gesamtladung einer Domänenwand im Nanodraht ist immer gleich Null.

Im Folgenden wird neben den Ergebnissen von Experiment und Simulation der Wandstrukturen auch deren topologisches Pendant vorgestellt. Der erste Abschnitt beschäftigt sich mit der symmetrischen transversalen Wand, der zweite mit der Wirbelwand und der dritte mit der asymmetrischen transversalen Wand. Für weitere Details zu topologischen Defekten ist der Leser auf die Referenzen [245, 247] verwiesen.

5.2.1. Die symmetrische transversale Wand

In Abbildung 5.10 ist die SEMPA Aufnahme einer (symmetrischen) transversalen Wand im geknickten Nanodraht abgebildet sowie die mikromagnetischen Simulationen dieses Wandtyps im geraden und geknickten Nanodraht.

Zunächst wird das Modell der transversalen Wand im magnetostatischen Limit diskutiert. Danach folgt die Analyse des experimentellen Befunds und der mikromagnetischen Rechnung. Abbildung 5.11(a) zeigt diese domänentheoretisch vereinfachte Darstellung der transversalen Wand. Sie tritt als dreieckige, quer zur langen Achse orientierte Domäne in Erscheinung und wird auf ihren zwei Seiten von einer V-Konfiguration aus 90° - Néel-Wänden, die in einem Winkel von 45° diagonal zur Drahtachse verlaufen, begrenzt. Der Wandwinkel der Néel-Wände stellt sich so ein, dass im Gegensatz zur 180° -Wand aus Abbildung 5.1(b) keine Volumenladungen erzeugt werden. Die Néel-Wände starten auf einer Seite des Drahtes in einem punktierten $-1/2$ -Kantendefekt. Gegenüber dieses Defekts befindet sich ein $+1/2$ -Defekt. Dieser ist linienartig aufgeweitet. Seine Länge beträgt $2w$. Zudem trägt er die gesamte magnetostatische Energie der Wand, welche durch die Ladungen $2wtM_s$

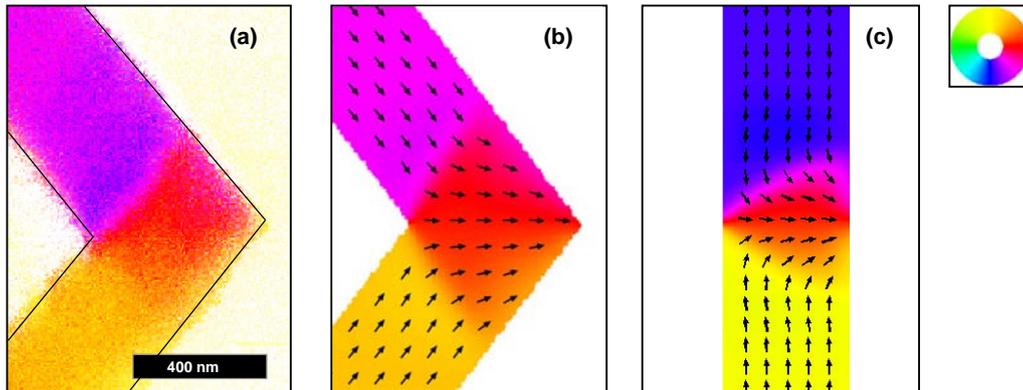


Abbildung 5.10.: Magnetische Feinstruktur der symmetrischen transversalen Wand. (a) SEMPA Aufnahme eines geknickten ($\alpha = 100^\circ$) Nanodrahtes mit der Breite $w = 400$ nm und Dicke $t = 20$ nm. (b) OOMMF Simulationen der Drahtgeometrie aus (a). (c) OOMMF Simulation einer symmetrischen transversalen Wand im geraden Nanodraht ($w = 400$ nm, $t = 20$ nm). Die Orientierung der Magnetisierung ist anhand des dargestellten Farbrades kodiert.

erzeugt wird. Wie Chern et. al. berichten, gibt es keine Konfiguration mit einem $+1/2$ -Kantendefekt welche frei von magnetischen Ladungen ist. Somit hat er eine höhere magnetostatische Energie als die übrigen drei Defekte. Daher zerfällt ein $+1/2$ -Kantendefekt im Bereich magnetostatischer Dominanz in einen $+1$ (Wirbel)- und einen $-1/2$ -Kantendefekt [246](siehe Kap. 5.2.3). Im Austauschlimit hingegen ist der $+1/2$ -Defekt stabil.

Bei der dargestellten Wand befinden sich also alle Ladungen im $+1/2$ -Defekt und die gesamte Formation ist frei von Volumenladungen. Da die transversale Wand demnach aus einem $+1/2$ und einem $-1/2$ Defekt zusammengesetzt ist bildet sie im Nanodraht den Wandtyp mit der niedrigsten Defektanzahl [245]. Sie ist weiterhin spiegelsymmetrisch zu einer Linie senkrecht zur Drahtachse die durch den $-1/2$ -Defekt verläuft.

Insgesamt gibt es vier unterschiedliche Formationen der transversalen Wand. Die zweite erhält man durch Spiegelung der in Abbildung 5.11 dargestellten Struktur an der langen Achse des Nanodrahts. Weitere zwei ergeben sich dann durch Zeitinversion ($\mathbf{M} \rightarrow -\mathbf{M}$) dieser beiden Strukturen, wodurch sich die Orientierung der Magnetisierung in den Drahtschenkeln um 180° dreht.

Im Unterschied zu Abbildung 5.11(a) zeigt Abbildung 5.11(b) den austauschgekoppelten Grenzfall der transversalen Wand. Vom topologischen Standpunkt aus sind beide Darstellungen äquivalent. Die Austauschenergie sorgt hier für eine maximale Verbreiterung der Néel-artigen Wandbereiche. Im austauschgekoppelten Grenzfall ist neben dem $-1/2$ -Defekt auch der $+1/2$ -Defekt punktförmig.

Vergleicht man nun das diskutierte Modell aus Abbildung 5.11 mit der SEMPA

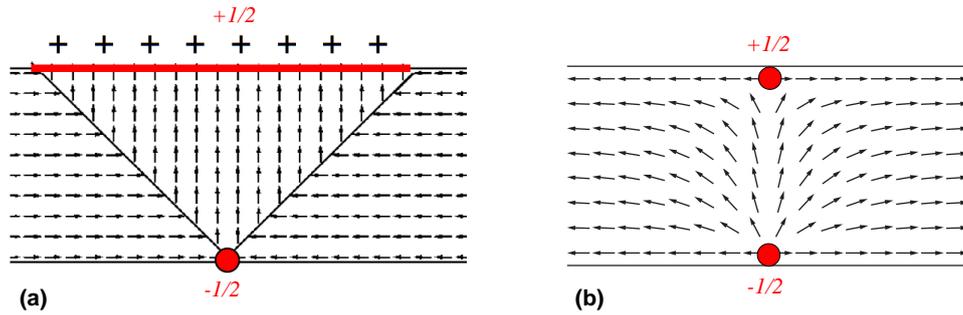


Abbildung 5.11.: (a) Domänenwand im Nanodraht zusammengesetzt aus einem $+1/2$ -Defekt und einem $-1/2$ -Defekt im magnetostatischen Limit (a) und austauschgekoppelten Limit (b). Dies ist der Wandzustand mit der niedrigsten Defektanzahl [245].

Aufnahme in Abbildung 5.10 (a) sowie den mikromagnetischen Simulationen in Abbildung 5.10 (b) und (c) so erkennt man, dass die wesentlichen Charakteristika vom Modell gut erfasst werden. Zudem stimmen die mikromagnetischen Simulationen sehr gut mit der gemessenen Feinstruktur überein. Die Struktur der Wand in Abbildung 5.10 (c) befindet sich zwischen den beiden Extremen aus Abbildung 5.11(a) und 5.11(b). Allerdings ist der magnetostatische Einfluss dominant. Zum einen ist die dreieckige Form der Wand deutlich zu erkennen, zum anderen sind die Néel-Wände als eher schmal zu bezeichnen. Deutlich ist auch die, im magnetostatischen Modell beschriebene Verbreiterung des $+1/2$ -Defektes zu erkennen. Seine Länge ist allerdings etwas reduziert im Vergleich zu $2w$ aus dem Modell. Zudem ist die Magnetisierung im gesamten Wandbereich annähernd parallel zueinander ausgerichtet. Einzig in der direkten Nähe der Kanten richtet diese sich parallel zu diesen aus. Diese Drehung ist allerdings noch einem weiteren Einfluss geschuldet. Denn für das magnetostatische Modell aus Abbildung 5.11(a) ist implizit ein, über den gesamten Draht hinweg, konstantes Demagnetisierungsfeld angenommen. Dies entspricht nicht der Situation im realen Draht. Abbildung 5.12 zeigt das lokale Demagnetisierungsfeld entlang des Querschnitts eines Nanodrahts mit den Abmessungen $400 \text{ nm} \times 12 \text{ nm} \times 4000 \text{ nm}$. Im Gegensatz zum Modell nimmt das Demagnetisierungsfeld im realen Draht zu den Rändern hin stark zu [248]. Daher kann die Streufeldenergie in der Domänenwand weiter reduziert werden, indem sich die Magnetisierung an den Kanten parallel zu diesen stellt. Hierdurch entstehen Volumenladungen. Diese Abweichung vom Modell ist in den Messungen sowie Simulationen eindeutig zu erkennen.

In Abbildung 5.13 ist die Ladungsverteilung der simulierten Feinstruktur der transversalen Wand ($\text{div}\mathbf{M}$) abgebildet. Wie man sieht, besitzt die Feinstruktur des realen Nanodrahts im Gegensatz zu dem domänentheoretischen Modell aus Abbildung 5.11(a) Volumenladungen im Wandbereich.

Vergleicht man nun die transversalen Wand im geraden Draht (Abb.5.10 (c)) mit der im geknickten Draht (Abb.5.10 (a, b)), so erkennt man eine deutliche Ähnlichkeit. In allen SEMPA Aufnahmen der transversalen Wand in geknickten

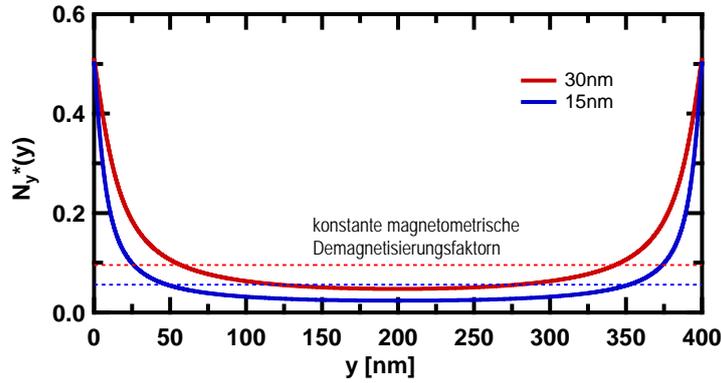


Abbildung 5.12.: Lokales Demagnetisierungsfeld in Abhängigkeit der Drahtbreite eines geraden Nanodrahts mit den Abmessungen $w=400 \text{ nm} \times l=4000 \text{ nm}$ für zwei Drahtdicken t von 15 nm (blau) und 30 nm (rot) gemäß Ref. [248]. Zum Vergleich sind die konstanten Demagnetisierungsfaktoren gemäß Ref. [249] eingezeichnet.

Nanodrähten befindet sich die Wand im Bereich des Knicks. Zudem behält sie ihre axiale Spiegelsymmetrie. Weiter befindet sich der $-1/2$ -Defekt immer im inneren Knick. Hierdurch reduziert sich der Wandwinkel der beiden Néel-Wände um $\beta = 90 - \frac{\alpha}{2}$ auf $\frac{\alpha}{2}$ (siehe Abb. 5.14(a)) was nach Gleichung 2.39 einer Energieabsenkung gegenüber dem geraden Drahtes entspricht.

Des Weiteren reduzieren sich die Oberflächenladungen im Bereich der Kante auf $\mathbf{M}\hat{\mathbf{n}} = M(\alpha) = \frac{M_s}{2} \sin(\alpha/2)$. Die damit einhergehende Reduzierung der Streufeldenergie kann anhand von Betrachtungen am geraden Draht wie folgt abgeschätzt werden: Steht \mathbf{M} senkrecht auf der Drahtkante, so ist das resultierende magnetostatische Feld \mathbf{H}_{SF} direkt an der Drahtkante maximal und es lässt sich anhand der Stetigkeitsbedingung für die Senkrechtkomponente des Magnetfeldes an dieser Grenzfläche sein Betrag bestimmen

$$\mathbf{B}_{\text{außen}}^{\perp} = \mathbf{B}_{\text{innen}}^{\perp} \quad (5.2)$$

$$\mu_0 \mathbf{H}_{\text{außen}}^{\perp} = \mu_0 (\mathbf{H}_{\text{innen}}^{\perp} + \mathbf{M}^{\perp}) \quad (5.3)$$

$$\Rightarrow \mathbf{H}_{\text{innen}}^{\perp} = -1/2 \mathbf{M}^{\perp} \quad (5.4)$$

$$\Rightarrow |\mathbf{H}_{SF}^{\text{max}}| = 1/2 M_s \quad (5.5)$$

In einem Abstand $t/2$ von der Kante fällt der Betrag von \mathbf{H}_{SF} dann auf $1/4 M_s$ ab, wobei t hier die Drahtdicke bezeichnet. Setzt man diesen halbierten Maximalwert als Durchschnittswert innerhalb einer Umgebung t von der Kante und integriert über ein Volumen mit der Länge $\approx 2w$, so kann die magnetostatische Energie in diesem Bereich mit

$$E_{SF} \approx \frac{\mu_0}{2} \int_V dV \mathbf{M} \cdot \mathbf{H}_{SF} \approx \frac{1}{4} \mu_0 M_s^2 t^2 w \quad (5.6)$$

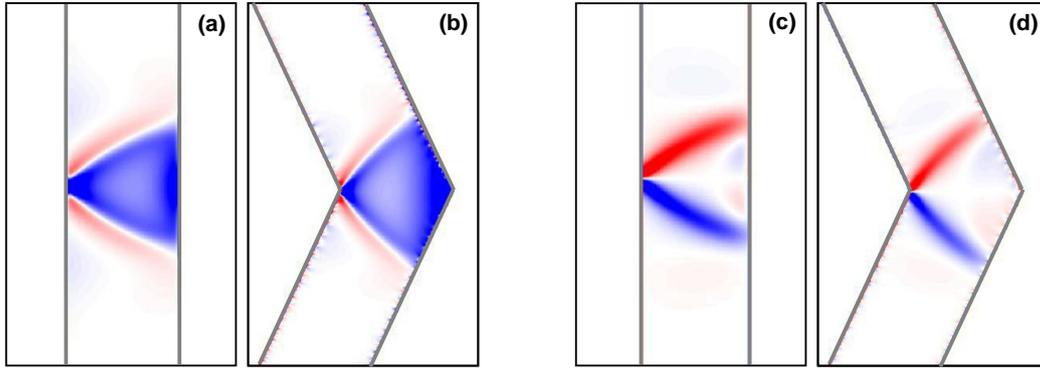


Abbildung 5.13.: Mikromagnetisch berechnete Ladungsverteilung $\text{div}\mathbf{M}$ ((a), (b)) sowie laterale Drehung der Magnetisierung $(\text{rot}\mathbf{M})_z$ ((c),(d)) für den geraden ((a),(c)) Nanodraht mit $w=150$ nm und $t=10$ nm sowie für den geknickten ((b),(d)) Nanodraht mit $w=250$ nm, $t=10$ nm und $\alpha = 130^\circ$. Im Gegensatz zum domänentheoretischen Modell existieren hier, wegen der endlichen Breite der Domänenwand Volumenladungen im Wandbereich. Eine Drehung der Magnetisierung findet sich in den beiden $\alpha/2$ -Wänden sowie im Bereich der Drahtkante.

abgeschätzt werden [250]. Für den geknickten Draht gilt dann:

$$E_{SF} \approx \frac{1}{8} \mu_0 M(\alpha)^2 t^2 (2b(\alpha)) \quad (5.7)$$

$$= \frac{1}{4} \mu_0 (M_s \sin(\alpha/2))^2 t^2 (w \sin(\alpha/2)) \quad (5.8)$$

Hierbei ist $b(\alpha) = w \sin(\alpha/2)$ (siehe Abb. 5.14) die halbe Länge der Ausdehnung des $+1/2$ -Kantendefekts in Abhängigkeit des Knickwinkels.

Der innere Knick wirkt für den $-1/2$ -Kantendefekt als attraktives Potential. Eine Erhöhung des Knickwinkels verstärkt die attraktive Wirkung des Potentials. Die Wandformation, welche man durch Vertauschung der $\pm 1/2$ -Defekte erhält ist im geknickten Draht nicht stabil. Zum einen erhöht diese Konfiguration den Drehwinkel der beiden Néel-Wände jeweils auf $90^\circ + \beta$ (siehe Abb.5.14(b)). Dieser Wandwinkel ist zudem mit geladenen Wänden verbunden. Daher würde eine solche Formation aus dem Knick in die Schenkel vertrieben. Im geknickten Draht gibt es daher, im Gegensatz zu den vier stabile Konfigurationen der transversalen Wand im geraden Draht nur zwei.

5.2.2. Die Wirbelwand

Zuerst werden die Details des topologischen Modells der Wirbelwand im magneto-statischen Limit diskutiert. In diesem Modell sind alle Wandladungen $(2M_s t w)$ an die Kanten des Drahtes geschoben ($\hat{\mathbf{n}}\mathbf{M} \neq 0$). Die Struktur ist daher frei von Volu-

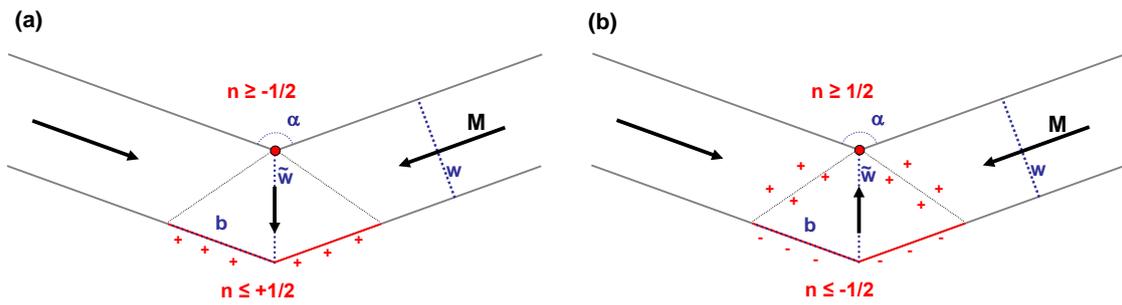


Abbildung 5.14.: Skizze zur Orientierung der Magnetisierung im geknickten Nanodraht für eine transversale Wand in „Head-to-Head“-Domänenkonfiguration mit fraktionalem Anti-Wirbel im inneren (a) und äußeren (b) Knick. Die magnetischen Oberflächen- und Volumenladungen sind mit $+$ und $-$ gekennzeichnet. Die topologischen Defekte sind als rote Linie oder roter Punkt gekennzeichnet. w bezeichnet die Drahtbreite, \tilde{w} den Abstand zwischen den beiden Knickpunkten und b die halbe Länge des fraktionellen Wirbels.

menladungen ($\nabla \cdot \mathbf{M} = 0$). Unter diesen Beschränkungen ist es möglich eine Wirbelwand aus drei topologischen Defekten aufzubauen, einem $+1$ -Wirbeldefekt und zwei $-1/2$ -Kantendefekten. Diese, in Abbildung 5.15 dargestellte, Struktur enthält Bereiche mit einheitlicher Magnetisierung sowie Bereiche mit drehender Magnetisierung. Die Drehung des Wirbels ist hierbei nicht kontinuierlich, wie man dies durch die Verwandtschaft zu Nanoscheiben vielleicht vermuten könnte. Experimentelle Studien sowie Simulationen über Wirbelwände in Nanodrähten bestätigen dies [251, 216, 217, 252].

Die Wirbelwand ist nach der transversalen Wand der Wandzustand mit der zweitniedrigsten Anzahl von Defekten. An den $-1/2$ -Kantendefekten starten zwei 90° Néel-Wände unter einem Winkel von 45° zur Drahtkante. Jeweils eine dieser Néel-Wände bildet zusammen mit dem $+1$ Wirbeldefekt eine Linie durch die Mitte der Struktur (Mittelwand). Diese Mittelwand verläuft diagonal zur Drahtachse. Am $+1$ Wirbeldefekt dreht sich der Drehsinn dieser Mittelwand um. Diese charakteristische Formation aus Néel-Wänden einer Wirbelwand kann gut mit Lorentz Mikroskopie dargestellt werden, da hier die 90° Wände deutliche als helle/dunkle Linien in Erscheinung treten [28, 253, 254, 37].

Die jeweils andere Néel-Wand der $-1/2$ -Defekte bildet die Grenze der Wirbelwand zu den Domänen in den Drahtschenkeln. Bis zu etwa ihrer halben Länge sind dies 90° Néel-Wände. Ab dann wird ihr Verlauf parabolisch und der Wandwinkel wird stetig reduziert. Diese Verformung folgt der Drehung der Magnetisierung innerhalb der Wirbelwand derart, dass keine Volumenladungen entstehen ($\nabla \cdot \mathbf{M} = 0$).

Innerhalb der Wirbelwand befinden sich an den Drahtkanten Oberflächenladungen. In Richtung der $-1/2$ -Defekte nimmt deren Dichte ab, um Streufeld zu minimieren. In der direkten Umgebung der Defekte liegt die Magnetisierung sogar parallel zu den Drahtkanten, so dass hier keine Oberflächenladungen entstehen.

Zwei mögliche Konstruktionen einer solchen 180° -Wand mit aufeinander zeigender Schenkelmagnetisierung aus den genannten drei Defekten sind möglich. Die zweite

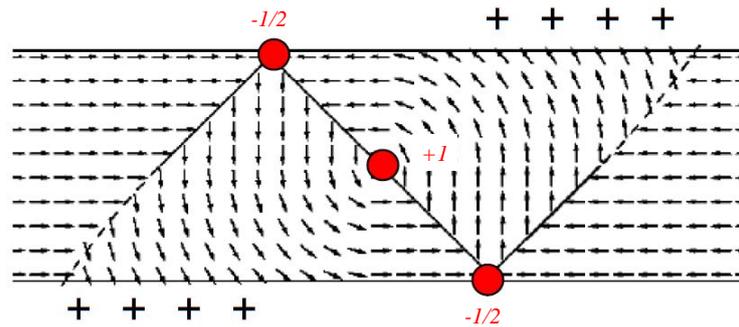


Abbildung 5.15.: Skizze der Wirbelwand in domänentheoretischer Näherung. Diese Magnetisierungsstruktur ist frei von Volumenladungen und besitzt einen $+1$ -Wirbeldefekt im Volumen und zwei $-1/2$ Kantendefekte, welche rot gekennzeichnet sind. Die positiven magnetischen Oberflächenladungen sind mit $+$ Symbolen angedeutet [214].

Konfiguration erhält man durch Spiegelung entlang der Drahtachse oder entlang einer Kantensenkrechten durch den Wirbelkern. Solch eine Operation ändert den Drehsinn der Magnetisierung um den Wirbel. Ursache hierfür sind die Kantendefekte, die eine antiparallele Struktur voneinander trennen. Hinzu kommt, dass man durch Inversion der Orientierung der Magnetisierung in den Schenkeldomänen den Drehsinns der Wand mit umdreht (Zeitinversion). Der Drehsinn einer Wirbelwand im Nanodraht kann auch anhand von Magnetotransport-Messungen bestimmt werden [251, 37]. Der Drehsinn der Wirbelwand eignet sich somit gut für die Realisierung digitaler Logik- und Speicherelemente.

Die Konstruktion der Drahtwand aus den genannten drei Defekten ist nicht eindeutig. Die Position des Wirbelkerns auf der Mittelachse ist aus topologischer Sicht nicht festgelegt. Unter energetischen Betrachtungen ist die abgebildete Position auf halber Länge als lokales Minimum jedoch sehr wohl ausgezeichnet. Allerdings existiert eine weitere energetisch stabile Position für den Wirbelkern auf der Mittellinie deren Struktur in Kapitel 5.2.3 eingehend diskutiert wird. [214]

Die SEMPA Aufnahmen einer Wirbelwand sind in Abbildung 5.16(a) und (b) zu sehen. Daneben befinden sich die Ergebnisse der mikromagnetischen Simulation (Abb. 5.16(c, d)). Wie man sieht, erfasst das Modell aus Abbildung 5.15 die wichtigsten Merkmale der Messung wie auch der Simulation. Allerdings überbewertet das Modell die Akkumulation von Oberflächenladungen, da es implizit breitenunabhängige magnetometrische Demagnetisierungsfaktoren annimmt, wie in Kapitel 5.2.1 im Detail diskutiert.

In Abbildung 5.17(a,b) sind die Volumen- und Oberflächenladungen der Wirbelwand dargestellt. Hier sieht man, dass in der Realität Volumenladungen im Wandbereich entstehen. Im Gegensatz zum Modell ist die Winkeländerung in den Rotationsbereichen der Wirbelwand nicht konstant. Dies wird auch beim Betrachten der Wandrotation $\text{rot}\mathbf{M}_z$ in Abbildung 5.17(c,d) deutlich. Zunächst sieht man hier die charakteristischen Drehbereiche der Mittelwand und der äußeren Néel-Wände. Daneben findet man aber im Winkel von 90° zur Mittelwand nochmals Bereiche schneller Rotation, die als geladene Néel-Wände identifiziert werden können, wie dies gut in Abbildung 5.17(a,b) zu erkennen ist. Die Bilder für $\text{rot}\mathbf{M}_z$ und $\nabla\mathbf{M}$ zu-

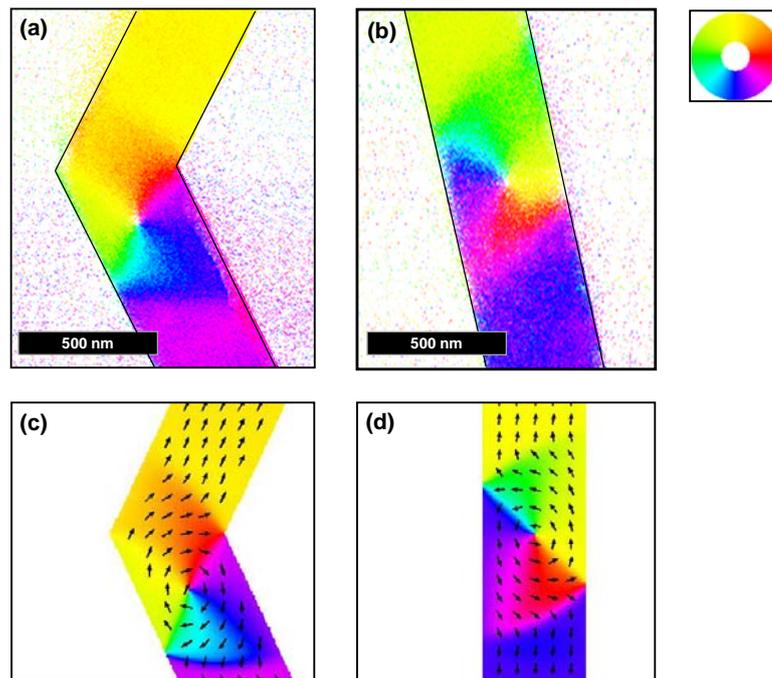


Abbildung 5.16.: Magnetische Feinstruktur der Wirbelwand. SEMPA Aufnahme eines geknickten ($\alpha = 130^\circ$) (a) und eines geraden (b) Nanodrahts mit Breite $w = 400$ nm und Dicke $t = 20$ nm. (c) und (d) OOMMF Simulationen der Drahtgeometrie aus (a) und (b). Die Orientierung der Magnetisierung ist anhand des dargestellten Farbrades kodiert.

sammen ergeben das Bild einer veränderlichen Rotationsgeschwindigkeit innerhalb der Wirbelwand. Die Summe über die Volumenladungen dieser Wand verschwindet nicht notwendigerweise.

Die zweite augenfällige Abweichung der Messungen vom Modell ist die Verbreiterung der Néel-Wände als auch der Defektregionen als Folge der Austauschwechselwirkung. Diese lokale Verbreiterung bewirkt eine Erzeugung von Volumenladungen im Wandbereich, wie dies in Abbildung 5.17(a) zu sehen ist. Allerdings ändert dies nichts an der Ladungsfreiheit dieser Néel-Wände insgesamt.

Eine weitere Maßnahme zur Reduzierung von Austauschenergie bewirkt in der Umgebung der Defekte eine Drehung der Magnetisierung aus der Ebene. Da in den abgebildeten SEMPA Aufnahmen nur die Magnetisierungskomponenten in der Filmebene dargestellt sind, ergeben sich solche Bereiche im Falschfarbenbild als weiß, wie man dies auch sehr schön für den +1-Defekt im Zentrum der Wirbelwand sehen kann. Die Orientierung der Kernmagnetisierung (hoch oder runter) wird im Allgemeinen als Polarität bezeichnet. Der Kernradius liegt in der Größenordnung der magnetostatischen Austauschlänge, was in etwa 10 nm entspricht [255]. Dies entspricht in etwa der Auflösungsgrenze des SEMPA.

In Abbildung 5.16 (a) ist eine repräsentative SEMPA Aufnahme der Wirbelwand im geknickten Draht dargestellt. Beim Vergleich mit der Wand im geraden Draht in Abbildung 5.16(b) erkennt man eine deutliche Ähnlichkeit. Ein $-1/2$ Defekt der Wirbelwand befindet sich dabei direkt im inneren Knick. Da hier die Drehung der Magnetisierung um den Defekt (die Windungszahl) um $2\beta = 180 - \alpha$ reduziert wird,

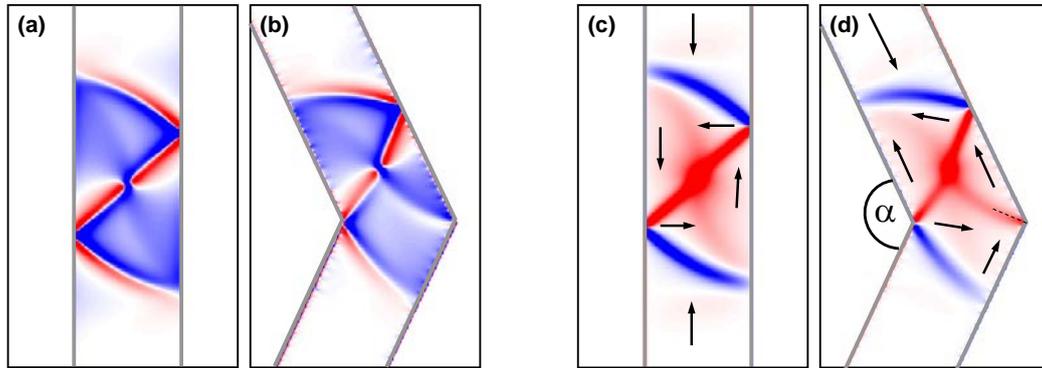


Abbildung 5.17.: Mikromagnetisch berechnete Ladungsverteilung $\text{div}\mathbf{M}$ ((a),(b)) sowie laterale Drehung der Magnetisierung $\text{rot}\mathbf{M}_z$ ((c),(d)) für den geraden ((a),(c)) sowie geknickten ((b),(d)) Nanodraht. Im Gegensatz zum domänentheoretischen Modell existieren hier Volumenladungen im Wandbereich. Eine signifikante Drehung der Magnetisierung findet sich in den seitlich begrenzenden Néel-Wänden, in der Mittelwand als auch in einem Bereich senkrecht zur Mittelwand.

wirkt diese Position als attraktives Potential für ihn (siehe Abb. 5.18(a)). Der äußere Knick stellt hingegen ein repulsives Potential für den $-1/2$ -Defekt dar (siehe Abb. 5.18(b)). Hier erhöht sich seine Windungszahl um $2\beta/\pi$ und es entstünde zudem eine geladene Néel-Wand (Wandwinkel $> 90^\circ$).

Die Position des $-1/2$ Defekts im inneren Knick bewirkt eine Verschiebung der Wirbelwand aus der Symmetrieachse. Der Drehsinn der Wand ist mit der Verschiebungsrichtung korreliert [242]. Weist die Drahtspitze, wie in 5.16(a) nach links und ist die Orientierung der Magnetisierung in den Drahtschenkeln "Tail-To-Tail", so gilt folgende Aussage: Ist die Wand in den unteren (oberen) Schenkel verschoben, so findet man ausschließlich Wirbelwände mit einem Drehsinn in den (gegen den) Uhrzeigersinn. Dieses Argument dreht sich aus Symmetriegründen um, wenn die Drahtspitze nach rechts orientiert ist oder die Magnetisierung in den Drahtschenkel "Head-To-Head" steht.

Das Gesamtsystem des Drahtes reduziert sowohl Streufeld- als auch Austauschenergie durch den Knick, da sich der Drehwinkel der Wand reduziert. Dies gilt aber für alle Wandtypen gleichermaßen. Die Auswirkungen auf die relativen Energieunterschiede zwischen den einzelnen Wandtypen müssen daher anhand ihrer Feinstruktur diskutiert werden.

Bei der Wirbelwand muss, durch die Positionierung eines $-1/2$ -Defekts im inneren Knick, die Magnetisierung, verglichen mit dem geraden Draht, in der Umgebung der Spitze zusätzlich um einen Winkel $\gamma = 180^\circ - \alpha$ drehen. Der Knick erzeugt also in der Wirbelwand eine zusätzliche γ -Néelwand im Bereich der Drahtspitze, wie dies auch in Abbildung 5.17 zu erkennen ist. Der winkelabhängige Beitrag der γ -Néel-Wand zur Streufeldenergie der Feinstruktur kann anhand von Gleichung

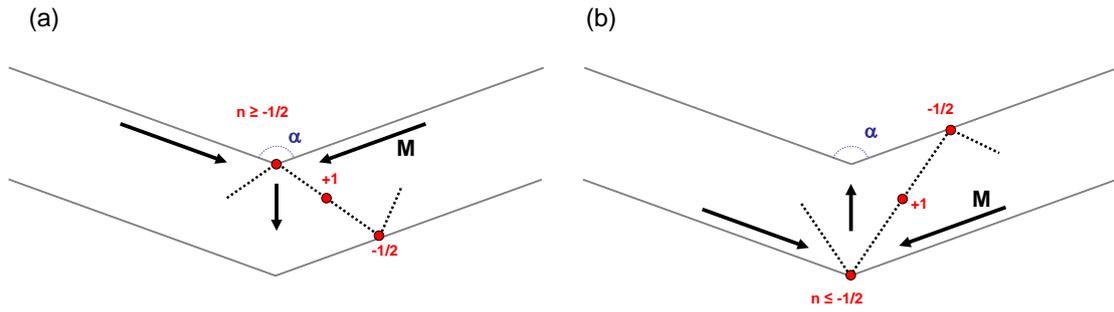


Abbildung 5.18.: Skizze zur Orientierung der Magnetisierung im geknickten Nanodraht für eine Wirbelwand in „Head-to-Head“-Domänenkonfiguration mit halbzahligen Anti-Wirbel im inneren (a) und äußeren (b) Knick.

2.39 abgeschätzt werden. Die Dimensionen der Wand seien gegeben durch $a \times b \times t$ (Länge \times Breite \times Dicke). Es wird angenommen, dass sich die Länge der Wand weder durch Winkel-, Dicken- noch durch Breitenvariation signifikant ändert, da es sich um einen stark lokalisierten Drehbereich in der Spitze des Drahtes handelt. Nutzt man nun noch die gängigen Näherungen, dass die Wandbreite b einer Néel-Wand nicht vom Wandwinkel ϕ abhängt und die Magnetisierung in der Wand gleichmäßig dreht, so kann der Beitrag zur Austauschenergie des Systems mit

$$E_{xc} = \tilde{C}tA \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)^2 \approx \tilde{C}tA \left(\frac{\gamma}{l} \right)^2 = CtA\gamma^2 \quad (5.9)$$

abgeschätzt werden [256, 257]. Hierbei ist A die Austauschkonstante und \tilde{C} , C sind Proportionalitätskonstanten, welche im Wesentlichen die konstanten Dimensionen der Wand beinhalten. Die letzte Annahme ist zumindest im Kernbereich der Wand in guter Näherung erfüllt [53]. Dieser Bereich erzeugt zudem den größten Teil der Austauschenergie der Wand. Addiert man zu diesem Ausdruck (Gleichung 5.9) den Austausch des Wirbels, welcher logarithmisch mit seiner lateralen Ausdehnung r (Wirbelradius $r \approx w/2$) sowie linear mit t divergiert [250], so erhält man folgenden Ausdruck als wesentlichen Beitrag der Austauschenergie der Wirbelwand im geknickten Nanodraht:

$$E_{xc}(t, w, \alpha) \approx 2\pi tA \cdot \ln \left(\frac{w/2}{\lambda} \right) + tCA(180^\circ - \alpha)^2 \quad (5.10)$$

Dieser Zusammenhang von Austauschenergie und Knickwinkel ist ein wichtiges Element für die Diskussion in Kapitel 5.4.

5.2.3. Die asymmetrische transversale Wand

Wie schon im vorherigen Kapitel erwähnt, ist die Konstruktion einer Domänenwand aus zwei halbzahligen und einem ganzzahligen Defekt nicht eindeutig. Der $+1$ Wirbeldefekt kann aus topologischer Sicht an einer beliebigen Stelle auf der diagonalen

Mittelwand zwischen den beiden $-1/2$ -Defekten positioniert werden. Youk et. al. konnten zeigen, dass es neben der mittigen Positionierung des Wirbelkerns, wie im Fall der Wirbelwand diskutiert, unter energetischen Gesichtspunkten noch eine weitere metastabile Positionen gibt [214]. Bei dieser befindet sich der Kern, wie in Abbildung 5.19 dargestellt, in direkter Nachbarschaft zu einem der $-1/2$ -Kantendefekte.

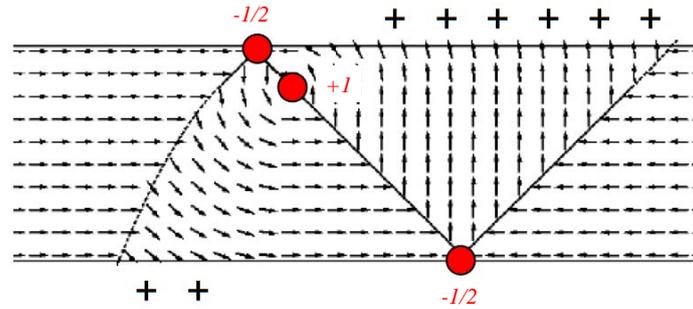


Abbildung 5.19.: Skizze der asymmetrischen transversalen Wand in domänentheoretischer Näherung. Diese Magnetisierungsstruktur ist frei von Volumenladungen und besitzt einen $+1$ -Wirbeldefekt im Volumen und zwei $-1/2$ Kantendefekte, welche rot gekennzeichnet sind. Der $+1$ -Wirbeldefekt liegt in unmittelbarer Umgebung eines $-1/2$ -Kantendefekts. Die positiven magnetischen Oberflächenladungen sind mit $+$ Symbolen angedeutet [214].

Dieses (lokale) Minimum ist allerdings, verglichen mit der mittleren Position des Kerns, viel schwächer ausgeprägt. Würde der $+1$ Wirbeldefekt die Drahtkante erreichen, entstünde durch diese Verschmelzung mit dem $-1/2$ -Kantendefekt ein $(+1-1/2=)+1/2$ -Kantendefekt. Die resultierende Struktur ist die transversale Wand. Diese topologische Nähe zur transversalen Wand verbunden mit ihrem asymmetrischen Wandprofil haben der Wandformation aus Abbildung 5.19 den Namen asymmetrischen transversalen Wand eingebracht. Sie wurde erstmals 2007 von Backes et. al. beobachtet [231]. Aufgrund der reduzierten Symmetrie dieser asymmetrischen transversalen Wand besitzt sie im geraden Draht acht energetisch entartete Ausprägungen. Diese erzeugt man, wie in den vorherigen Kapitel detailliert beschrieben, durch: 1. Spiegelung entlang der Drahtachse; 2. Spiegelung an einer Achse die durch den $-1/2$ -Defekt geht und senkrecht zur Drahtachse steht; 3. Durch Zeitinversion. Genau wie im Fall der Wirbelwand (siehe Kap. 5.2.2) invertiert auch hier der Drehsinn des $+1$ -Defekts durch die zuvor genannten Symmetrieeoperationen. Diese Verwandtschaft lässt auch ein ähnliches Verhalten im Falle eines Symmetriebruchs erwarten (z.B. Knick oder Verjüngung im Nanodraht).

Abbildung 5.20 zeigt die SEMPA Aufnahmen sowie die mikromagnetische Simulation der asymmetrischen transversalen Wand. Die wesentlichen Merkmale werden gut durch das domänentheoretische Modell beschrieben. Der Übergang zur beobachteten Feinstruktur der asymmetrischen transversalen Wand kann auch hier, wie schon in den vorherigen Kapiteln (siehe Kap. 5.2.1 und 5.2.2) detailliert diskutiert, durch den Einfluss von Austauschwechselwirkung und der Zunahme des Demagnetisierungsfelds zu den Drahtkanten hin begründet werden.

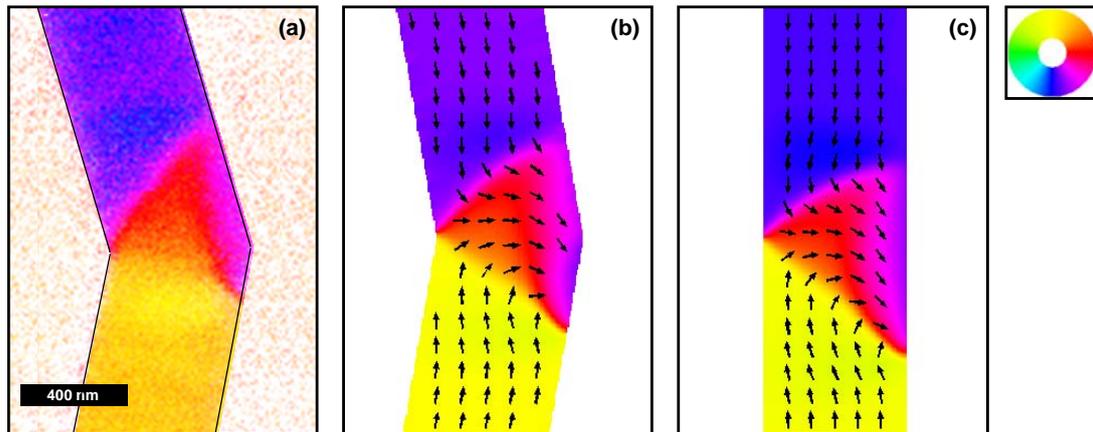


Abbildung 5.20.: Magnetische Feinstruktur der asymmetrischen transversalen Wand. (a) SEMPA Aufnahme eines geknickten ($\alpha = 150^\circ$) Nanodrahtes mit der Breite $w = 600$ nm und Dicke $t = 10$ nm. (b) OOMMF Simulationen der Drahtgeometrie aus (a). (c) OOMMF Simulation einer asymmetrischen transversalen Wand im geraden Nanodraht ($w = 600$ nm, $t = 10$ nm). Die Orientierung der Magnetisierung ist anhand des dargestellten Farbrades kodiert.

Auffällig ist, dass man in der abgebildeten Feinstruktur (siehe Abb. 5.20) keinen vollständigen Wirbel erkennt, wie dies die domänentheoretische Darstellung vermuten lässt. Die Nukleation des Wirbelkerns wird unterdrückt. Die Austauschkosten für einen solch kleinen Wirbel, wie er vom Modell postuliert wird, sind zu hoch [215]. Die Magnetisierungsverteilung gleicht stattdessen in der direkten Umgebung der Kante einem punktförmigen $(+1-1/2=)+1/2$ -Kantendefekt, wie von der transversalen Wand her bekannt. Global wird die Feinstruktur durch das Modell jedoch gut beschrieben. Der Vergleich der Ladungsverteilung ($\text{div}\mathbf{M}$) in Abbildung 5.21(a) sowie der Rotation ($\text{rot}\mathbf{M}_z$) in Abbildung 5.21(b) mit denen der Wirbelwand in Abbildung 5.17 macht überdies die Verwandtschaft deutlich. Beide Formationen bestehen aus einer diagonal verlaufenden, Néel-artigen Mittelwand. Von dieser aus starten jeweils an den Kreuzungspunkten mit den Kanten Néel-Wände im Winkel von 45° zu den Kanten.

Abbildung 5.20(a) zeigt eine repräsentative SEMPA Aufnahme der asymmetrischen transversalen Wand im geknickten Nanodraht. Abbildung 5.20(c) zeigt die entsprechende mikromagnetische Simulation. Wie man sieht, ähnelt die Feinstruktur der des geraden Drahtes (Abbildung 5.20(b)). Der Einfluss des Drahtknicks auf die Mikrostruktur der asymmetrischen transversalen Wand unterstreicht die oben erwähnte Verwandtschaft zur Wirbelwand. In beiden Fällen verschiebt der Knick die Wand aus der Symmetrieachse des Drahts heraus. Die Richtung der Verschiebung (oben/unten) hat ebenfalls den schon für die Wirbelwand detailliert beschriebenen Einfluss auf den Drehsinn des $+1$ -Defekts.

Ein $-1/2$ -Defekt befindet sich im inneren Knick. Wie schon in den vorherigen Kapiteln diskutiert wirkt dieser als attraktives Potential auf den $-1/2$ -Defekt. Expe-

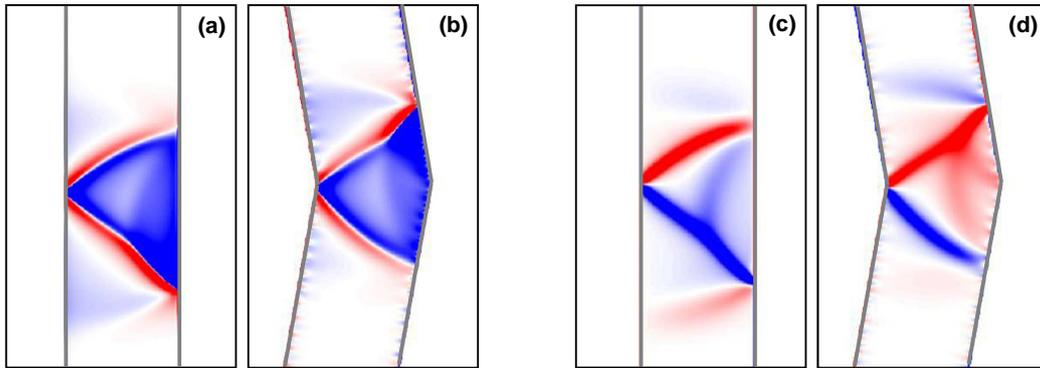


Abbildung 5.21.: Mikromagnetisch berechnete Ladungsverteilung $\text{div}\mathbf{M}$ ((a),(b)) sowie laterale Drehung der Magnetisierung $\text{rot}\mathbf{M}_z$ ((c),(d)) für den geraden ((a),(c)) sowie geknickten ((b),(d)) Nanodraht. Im Gegensatz zum domänentheoretischen Modell existieren hier Volumenladungen im Wandbereich. Anhand des Vergleiches mit 5.17 lässt sich eine deutliche Verwandtschaft mit der Wirbelwand erkennen.

rimentell wurde kein Fall beobachtet, bei dem sich der $(+1,-1/2)$ -Doppeldefekt im inneren Knick befand. Dies kann durch dessen lokale Ausprägung als $+1/2$ -Defekt leicht begründet werden. Für diesen erscheint der innere Knick als repulsives Potential. Wie schon bei der Wirbelwand gibt es auch für die asymmetrische transversale Wand im geraden Draht acht entartete Zustände. Ebenfalls äquivalent zur Wirbelwand wirkt der innere Knick für vier davon als attraktives Potential.

Vergleicht man den 300sten Simulationsschritt der Relaxation der Magnetisierung eines Knickdrahts (Abb.5.6 (d)) beginnend aus einem eindomänigen Zustand (Abb.5.6 (a))³ hin zur Wirbelwand, so fällt die Ähnlichkeit mit der asymmetrischen transversalen Wand auf. Der Wirbelkern der Wirbelwand nukleiert demnach in der Nähe des Doppeldefekts der asymmetrischen transversalen Wand. Zudem führt der Relaxationspfad der Wirbelwand nahe am Zustand der asymmetrischen transversalen Wand vorbei. Ist die asymmetrische transversale Wand für eine bestimmte Drahtgeometrie ein lokales Minimum, so kann die Relaxation sogar in diesem Zustand enden obwohl es sich nicht um das globale Minimum handelt. Dieses Phänomen wurde auch experimentell beobachtet. Gelegentlich zeigten sich nach einem erneuten Ummagnetisierungsprozess der Drähte in den SEMPA Aufnahmen überwiegend asymmetrische transversale Wände, obwohl zuvor für dieselbe Drahtgeometrie Wirbelwände (globales Minimum) beobachtet wurden. In diesen Fällen sorgte die Orientierung des Feldpulses dafür, dass die Relaxation der Magnetisierung im lokalen Minimum der asymmetrischen transversalen Wand endete. Gehäuft trat dieses Phänomen in der Nähe der geometrieabhängigen Phasengrenze zwischen transversaler Wand und Wirbelwand auf (siehe Kapitel 5.3, 5.4). Für Drahtgeometrien die sich nahe dieser Phasengrenze befinden liegen alle drei beschriebenen

³Details siehe Bildunterschrift der Abbildung 5.6

Wandtypen energetisch dicht beieinander. Die Wahrscheinlichkeit, dass der Relaxationspfad nach dem Abschalten des aufmagnetisierenden Feldpulses in dem Zustand der asymmetrischen transversalen Wand endet steigt damit an.

Durch die Abnahme des Knickwinkels α reduziert natürlich auch der Nanodraht mit einer asymmetrischen transversalen Wand seine Gesamtenergie in dem gleichen Maße wie die vorherigen Wandtypen. Wie der Vergleich des geraden Drahtes in Abbildung 5.21 (c) mit dem geknickten in (d) deutlich macht, wird im geknickten Draht in die Feinstruktur der asymmetrischen transversalen Wand ein Néel-artiger Wandbereich in die Drahtspitze eingebaut. Eine ähnliche Reaktion der Feinstruktur auf den Knick ist schon von der Wirbelwand her bekannt. Diese Drehung erhöht die Energiekosten der Feinstruktur der asymmetrischen transversalen Wand im geknickten Draht. Genau wie bei der Wirbelwand steigt daher auch bei der asymmetrischen transversalen Wand die Energiedifferenz zur transversalen Wand mit zunehmendem Knickwinkel an.

5.2.4. Filmartige Wandzustände im Nanodraht

Abbildung 5.22 zeigt die SEMPA Aufnahmen weiterer Wandtypen in Nanodrähten, welche für Breiten $w \geq 600$ nm beobachtet wurden. Im Drahtinneren gleicht die

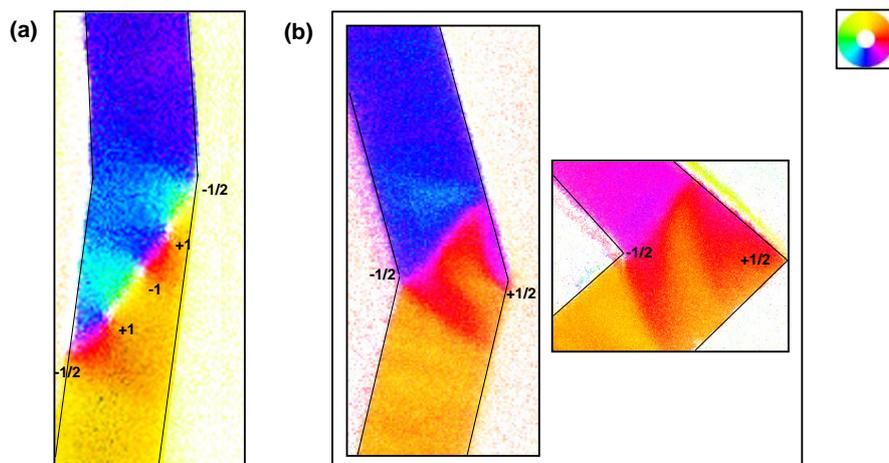


Abbildung 5.22.: Filmartige Wandzustände in 800 nm breiten Nanodrähten. (a) Stachelwandartiger Wandbereich (b) Zickzack-artiger Wandbereich.

Feinstruktur der Wand aus Abbildung 5.22 (b) der einer Zickzack Wand in ausgedehnten dünnen Filmen [53]. Solche Zickzack Muster sind bei dünnen Filmen charakteristisch für Wandbereich zwischen "Head-To-Head" oder "Tail-To-Tail" orientierten Domänen. Die Zickzack Form der Wand reduziert die Ladungsdichte gegenüber der geraden Wand. Durch Erhöhung des Zickzackwinkels nimmt die Ladungsdichte immer weiter ab wobei die Wandfläche vergrößert wird. Aus topologischer Sicht gleicht diese Wand der transversalen Wand. Sie besitzt einen $-1/2$ -Defekt im inneren Knick und einen $+1/2$ -Defekt im Äußeren. Allerdings scheint das Wandkonzept dünner Drähte aufgrund der größeren Fläche nicht mehr aufzugehen. Die Form der

Nanostruktur ist bei diesen Drähten somit nicht mehr allein verantwortlich für die Feinstruktur der Domänenwand.

Die Wand in Abbildung 5.22 (a) ist aus zwei $-1/2$ Kantendefekten sowie zwei $+1$ und einem -1 Wirbeldefekt zusammengesetzt. Ihre Struktur erinnert zum einen an die Wirbelwand aus Kapitel 5.2.2, welche um zwei weitere Wirbeldefekte ergänzt ist. Man kennt diesen Wandtyp jedoch auch als Stachelwand in Filmen (siehe Kapitel 2.2.2). Auch diese Wand trennt ihre Ladungen möglichst weit voneinander indem sie eine langgestreckte Diagonale bezüglich der Drahtkanten bildet. Durch die Ausbildung der Wirbeldefekte auf der Mittellinie werden zudem energetisch teure 180° -Wände vermieden, wie diese bei Zickzack Wänden auftreten. Dieser Wandtyp wurde nur in 30 nm dicken Drähten beobachtet. Dies deckt sich mit Beobachtungen in ausgedehnten Filmen. Für Permalloy werden hier Stachelwände zwischen 30 nm und 80 nm Filmdicke beobachten (siehe Kapitel 2.2.2).

Für Drahtbreiten $w \geq 600$ nm finden filmartige Strategien zur Vermeidung von Wandladung Anwendung. Trotzdem ist die Verwandtschaft zu Drahtwänden noch immer signifikant. Somit sind die abgebildeten Wände als Übergangszustände zwischen der Nanostruktur und dem ausgedehnten dünnen Film zu interpretieren.

5.3. Einfluss der Drahtbreite und -dicke auf den Domänenwandtyp

Vom domänentheoretischen Standpunkt aus ist die relative Energie zwischen den unterschiedlichen Wandtypen weder von der Breite, noch von der Dicke der Drähte abhängig. Energetisch ausgezeichnet ist hier in jedem Fall die Wirbelwand, da die $2M_s t w$ Ladungen in ihr die geringste Ladungsdichte erzeugen. Sowohl der Energiebeitrag durch Austauschwechselwirkung als auch die Ortsabhängigkeit des Demagnetisierungsfelds (siehe Abb.5.12) im realen Nanodraht lassen jedoch eine Geometrieabhängigkeit dieser Energieverhältnisse vermuten. So sollte eine Reduzierung von Breite w oder Höhe t sich Nachteilig für die Wirbelwand auswirken, da die Austauschkosten im Wirbel ansteigen.

Im Folgenden werden die Ergebnisse der quantitativen Untersuchung dieses geometriegetriebenen Übergangs des bevorzugten Wandtyps ⁴ vorgestellt. Es wurden Dicke und Breite der Drähte wie in Kapitel 5.1.1 beschrieben variiert. Abbildung 5.23 zeigt SEMPA Aufnahmen von Nanodrähten mit einem Knickwinkel von $\alpha = 150^\circ$ und unterschiedlichen Dicken sowie Breiten. Es wurden jeweils mehrere Ummagnetisierungsprozesse durchgeführt, um den dominanten Wandtyp zu bestimmen. Die SEMPA Aufnahmen in Abbildung 5.23 zeigen daher den repräsentativen Wandtyp für (a) 20 nm, (b) 10 nm, (d) 30 nm dicke Drähte unterschiedlicher Breite. Prinzipiell kann zusammengefasst werden, dass in dicken, breiten Drähten überwiegend Wirbelwände, in dünnen, schmalen Drähten überwiegen transversale Wände auftauchen. Dies ist in Übereinstimmung mit den Ergebnissen für gerade Drähte [250, 217]. In 30 nm dicken Drähten wurden (Knickwinkel $\alpha = 150^\circ$) sogar bis zu einer Drahtbreite von $w=100$ nm ausschließlich Wirbelwände gefunden. In 20 nm dicken Drähten trat

⁴In der Literatur wie auch im Folgenden wird dieser Übergang als "Phasenübergang" bezeichnet.

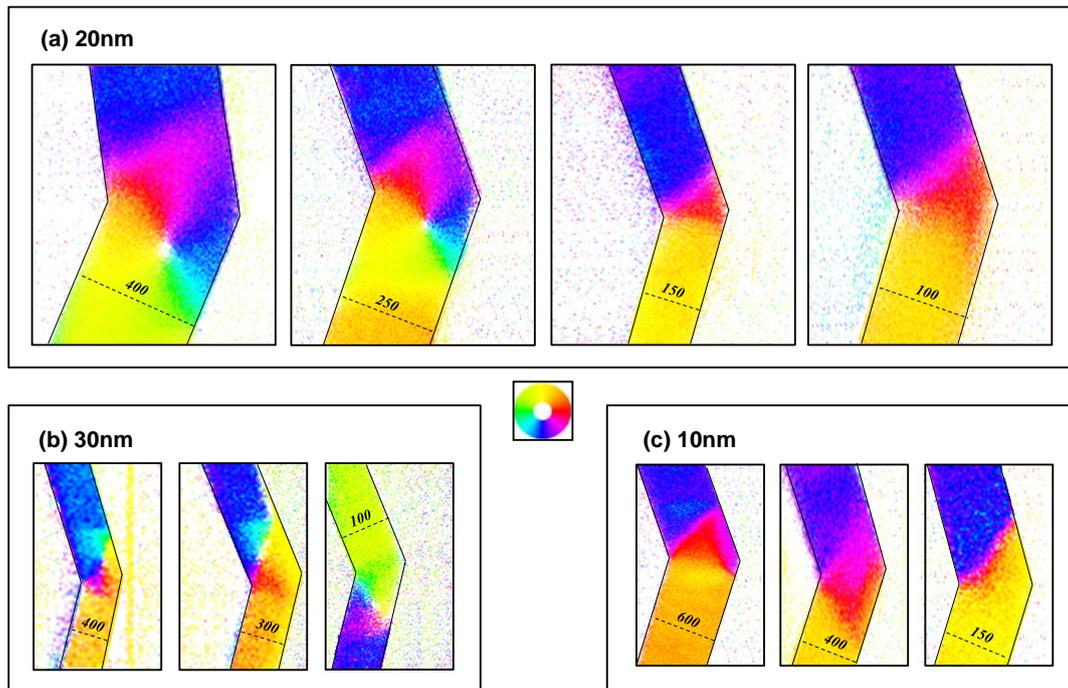


Abbildung 5.23.: SEMPA Aufnahmen der Domänenwände in geknickten Nanodrähten ($\alpha = 150^\circ$) für unterschiedliche Drahtbreiten. Die Drahtbreiten sind in den Bildern über der gestrichelten Linie in Nanometern angegeben. Die Drahtbreitenvariation ist für 20 nm (a), 30 nm (b) und 10 nm (c) dicke Drähte abgebildet. Die Orientierung der Magnetisierung ist anhand des dargestellten Farbrades kodiert.

der Phasenübergang bei einer Drahtbreite von 200 nm auf (siehe Abb. 5.25). In 10 nm dicken Drähten wurden keine Wirbelwände beobachtet. Für Breiten von 400 nm bis 200 nm fanden sich ausschließlich transversale Wände. Für 600 nm dominierte die asymmetrische transversale Wand. Unterhalb von 200 nm wurden ausschließlich stark deformierte Wandzustände gefunden.

Weiter fällt bei einem Vergleich der transversalen Wände aus Abbildung 5.23 miteinander auf, dass deren Feinstruktur sich oft durch individuelle Deformationen voneinander unterscheidet. Besonders im Falle dünner sowie schmaler Drähte tritt dies deutlich zutage. So wurden in 10 nm dünnen Filmen und Drahtbreiten w von 100 nm und 150 nm ausschließlich stark deformierte Wandstrukturen gefunden. Diese Deformationen sind das Resultat einer lokalen Variation der Energielandschaft der einzelnen Nanodrähte. Diese wird hervorgerufen durch, Wachstumsdefekte, Strukturierungsdefekte sowie lokale Anisotropievariationen. Es zeigt sich, dass die transversale Wand auf solche Einflüsse deutlich anfälliger ist als die Wirbelwand. Bei dieser ist die Feinstruktur des Wirbels in 100 nm dünnen Drähten mit der in 400 nm dicken vergleichbar (siehe Abb. 5.23(b)). Nur in der unmittelbaren Nähe des Übergangsbereichs ($t=20$ nm, $w \approx 200$ nm) wurden deformierte Wirbelwandzustände beobachtet, bei denen der Wirbel dicht am Drahttrand liegt (siehe Abb. 5.24). Da die Energien beider Zustände an der Phasengrenze dicht beieinander liegen und experimentell solche Übergangszustände beobachtet wurden, ist die Potentialbarriere hier vermutlich sehr flach und die Minima weniger ausgeprägt. In solch einer flachen

Energielandschaft können kleine Variationen der lokalen Anisotropie sowie Strukturdefekte als Pinning-Zentren wirken. Auch die asymmetrische transversale Wand wird in diesem Übergangsbereich beobachtet.

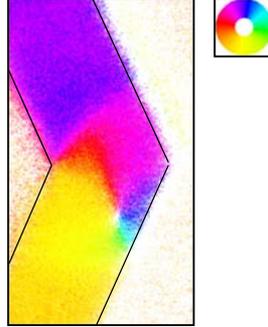


Abbildung 5.24.: SEMPE Aufnahme einer Domänenwand im Nanodraht ($t=20$ nm, $w=400$ nm, $\alpha = 130^\circ$) im Übergangsbereich zwischen Wirbelwand und symmetrischer transversaler Wand. Die Domänenstruktur zeigt einen deformierten Wirbelwandzustand, bei welchem der Wirbelkern nahe der Drahtkante liegt. Vermutlich sorgt eine flache Energielandschaft im Übergangsbereich dafür, dass hier kleine Variationen der lokalen Anisotropie sowie Strukturdefekte als Pinning-Zentren wirken können.

Des Weiteren wurden für alle drei untersuchten Drahtdicken aus Abbildung 5.23 für Drahtbreiten $w > 600$ nm filmartige Wandstrukturen gefunden, die im Detail in Kapitel 5.2.4 diskutiert sind.

Der dicken- sowie breitenabhängige Übergang zwischen Wirbelwand und transversaler Wand im geknickten Nanodraht wurde auch mit OOMMF berechnet. In Abbildung 5.25 sind die Punkte gleicher Energie durch Sterne im $t(w)$ -Diagramm gekennzeichnet. Mit Dreiecken/Kreisen sind die transversalen Wände/Wirbelwände markiert, wie sie im Experiment beobachtet wurden.

Der generelle Trend der Simulation stimmt mit dem Experiment überein. Zudem erfüllt die Linie gleicher Energie die Bedingung $w \cdot t = \text{const.}$, wie dies für den geraden Draht vorhergesagt wurde und durch die rot gekennzeichnete Ausgleichsfunktion $t(w) \propto 1/w$ in Abbildung 5.25 deutlich wird. Diese Vorhersage stammt aus einer Arbeit von McMichael und Donahue [250]. Neben einer numerischen Berechnungen der Phasengrenze zwischen transversaler Wand und Wirbelwand enthält diese Arbeit auch eine analytische Abschätzung der Energiedifferenz zwischen den Wandtypen.

Die Differenz der Austauschenergie zwischen transversaler Wand und Wirbelwand kann allein über die Änderung der Austauschenergie der Wirbelwand abgeschätzt werden. Der Beitrag der transversalen Wand zur Austauschenergie kann vernachlässigt werden. Die Austauschenergie der Wirbelwand divergiert logarithmisch mit der Drahtbreite w und linear mit der Drahtdicke $(E_{\text{Wirbel}} - E_{\text{Trans}})_{XC} \propto At \cdot \ln(\frac{w/2}{\lambda})$ [246], wobei A die Austauschkonstante und λ die Austauschlänge ist. Zum anderen wird für die Abschätzung der magnetostatischen Energiedifferenz nur der Beitrag der transversalen Wand betrachtet, welcher innerhalb des Wandbereichs durch die Orientierung der Magnetisierung senkrecht zur Drahtachse hervorgerufen wird $(E_{\text{Wirbel}} - E_{\text{Trans}})_{SF} \propto -\mu_0 M_s^2 t^2 w$. Beim Phasenübergang sind beide Energi-

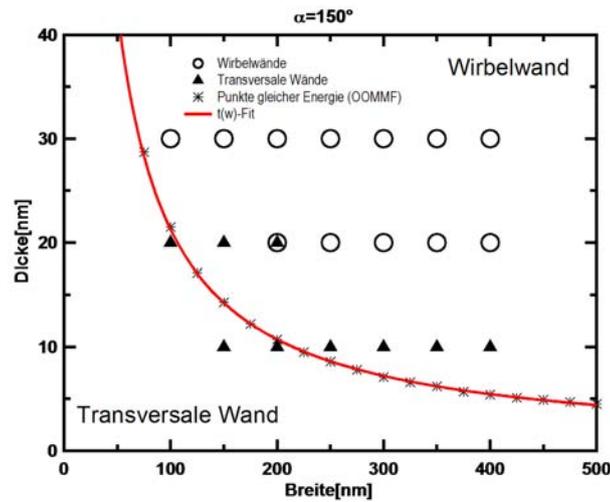


Abbildung 5.25.: Phasendiagramm $t(w)$ für Nanodrähte mit einem Knickwinkel von $\alpha = 150^\circ$. Die berechneten Punkte gleicher Energie (\times) sind zusammen mit den experimentellen Ergebnissen dargestellt, wobei \blacktriangle transversale Wände und \circ Wirbelwände anzeigen. Zudem ist die Linie gleicher Energie entsprechend $t(w) \propto 1/w$ an die berechneten Punkte gleicher Energie gefittet ($t(w) = A + B/w$ mit $A = 0,18747 \pm 0,0557$, $B = 2108 \pm 7,85$).

en gleich, was die bereits erwähnte Bedingung $w \cdot t = \text{const.}$ für die Linie gleicher Energie im $t(w)$ -Diagramm ergibt.

Beim Vergleich der Ergebnisse von numerischer Rechnung und Experiment fällt auf, dass die Phasengrenze der Simulation zu dünnen und schmalen Drähten hin verschoben ist. Der Potentialtopf der transversalen Wand bildet sich schon vor der Phasengrenze, wodurch der spezielle Relaxationspfad diesen Zustand begünstigen kann. Er endet dann schon vor dem berechneten Phasenübergang vermehrt in diesem (lokalen) Minimum [258].

Die asymmetrische transversale Wand stellt sich in den Simulationen des geknickten Nanodrahts ($\alpha < 150^\circ$) in keiner Konfiguration als globales Minimum dar. Im geraden Draht wurde ein solcher Bereich nahe der Phasengrenze durch numerische Verfahren identifiziert [259]. Obwohl die asymmetrische transversale Wand im geknickten Nanodraht nie das globale Minimum ist, liegt ihre Energie in der Nähe der Phasengrenze teilweise nur etwa 2% vom Energieminimum entfernt. Kleine Variationen der Drahtgeometrie sowie der spezielle Relaxationspfad können daher ihr Auftreten begründen. Dies wird auch durch das Experiment gestützt, findet man sie doch am häufigsten nahe der Phasengrenze. Experimentell findet man sie zudem als dominanten Wandtyp für 10 nm dünne und 600 nm breite Drähte. Laut Rechnungen sollte hier die Wirbelwand das globale und eindeutige Energieminimum darstellen. Die Nukleation des Wirbelkerns scheint im realen Draht aber aufgrund der geringen Filmdicke nur schwer realisierbar, so dass experimentell ausschließlich asymmetrische transversale Wände beobachtet wurden.

5.4. Einfluss des Knickwinkels auf den Domänenwandtyp

In diesem Kapitel wird der Einfluss des Knickwinkels auf den Domänenwandtyp im Nanodraht diskutiert. Für eine quantitative Untersuchung wurde hierfür der Knickwinkel bei drei verschiedenen Drahtdicken und einer Drahtbreite von 400 nm in 10° -Schritten zwischen $60^\circ \leq \alpha \leq 180^\circ$ variiert (siehe Kap. 5.1.1). Abbildung 5.26 zeigt SEMPA Aufnahmen von Nanodrähten mit unterschiedlichen Knickwinkeln und Drahtdicken (20 nm (a), 10 nm (b), 30 nm (c)).

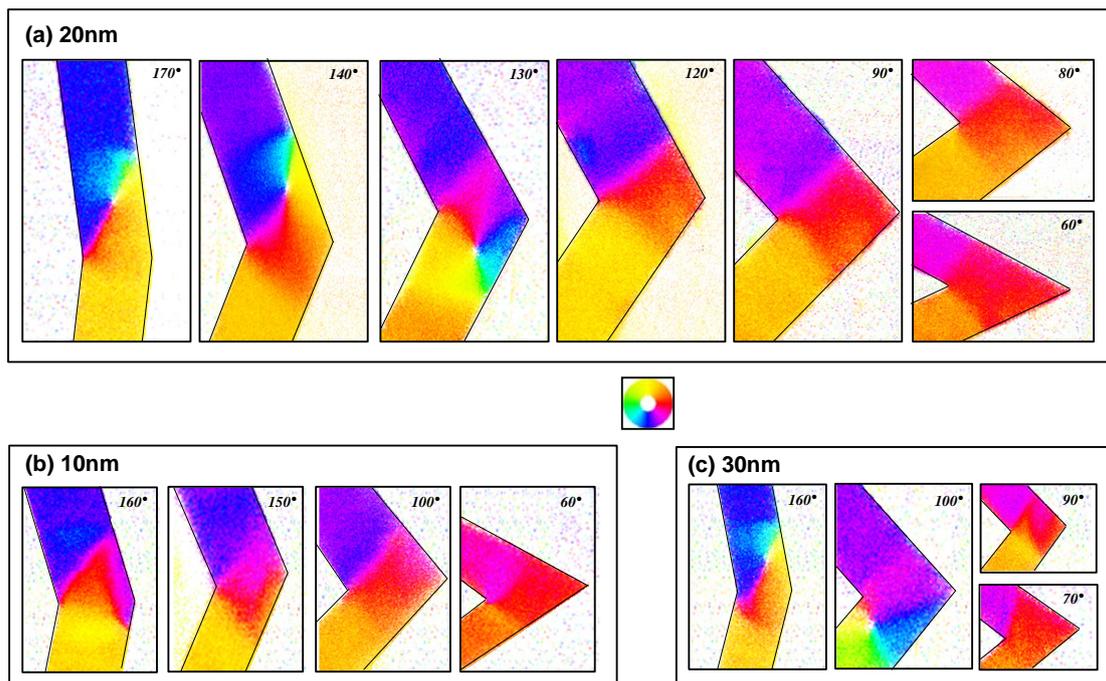


Abbildung 5.26.: SEMPA Aufnahmen der Domänenwände in geknickten Nanodrähten ($w = 400$ nm) für unterschiedliche Knickwinkel. Die Knickwinkel sind in den einzelnen Bildern vermerkt. Die Knickwinkelvariation ist für 20 nm (a), 10 nm (b) und 30 nm (c) dicke Drähte abgebildet. Die Orientierung der Magnetisierung ist anhand des dargestellten Farbrades kodiert.

Prinzipiell lässt sich sagen, dass man für stumpfe Winkel vermehrt Wirbelwände vorfindet wohingegen man in Drähten mit spitzen Winkeln transversale Wände findet. Zudem vergrößert sich der Bereich in dem die transversale Wand auftritt mit abnehmender Drahtdicke, wie auch schon im vorherigen Kapitel diskutiert. In 20 nm dicken Drähten (Abb. 5.26 (a)) findet der Wechsel des bevorzugten Wandtyps bei einem Winkel von 120° statt. In 10 nm dicken Drähten wurden für keinen Knickwinkel Wirbelwände beobachtet. Der bevorzugte Wandtyp ist hier durchgängig die transversale Wand. Nur bei einem Winkel von 160° beobachtet man überwiegend asymmetrische transversale Wände. Demgegenüber findet man in 30 nm dicken Drähten bis zu einem Knickwinkel $\geq 100^\circ$ ausschließlich Wirbelwände. Im darauf folgenden breiten Übergangsbereich zwischen $70^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$ ist die asymmetrische transversale

le Wand dominant. Allerdings finden sich hier auch Übergangszustände, wie sie im vorigen Kapitel 5.3 schon diskutiert wurden. Erst für Winkel $\alpha \leq 70^\circ$ findet man die transversale Wand.

Der winkelabhängige Phasenübergang zwischen Wirbelwand und transversaler Wand wurde auch mit OOMMF berechnet. In Abbildung 5.27 sind die so ermittelten Punkte gleicher Energie durch ein Sternchen im $t(\alpha)$ -Diagramm gekennzeichnet. Ebenfalls sind die experimentellen Ergebnisse mit Kreisen für Wirbelwände, Dreiecken für transversale Wände und Rauten für asymmetrische transversale Wände gekennzeichnet.

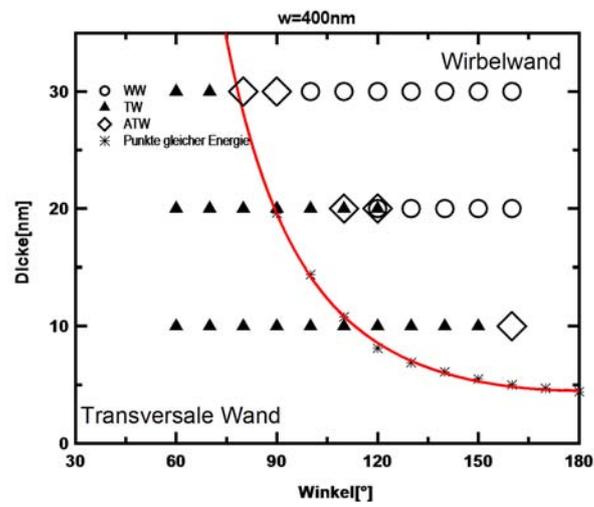


Abbildung 5.27.: Phasendiagramm $t(\alpha)$ für Nanodrähte mit einer Breite von $w = 400 \text{ nm}$. Die berechneten Punkte gleicher Energie (\star) sind zusammen mit den experimentellen Ergebnissen dargestellt, wobei \blacktriangle transversale Wände, \circ Wirbelwände und \diamond asymmetrische transversale Wände anzeigen. Zudem ist die Linie gleicher Energie $t(\alpha) = \text{const.}$ gemäß Gleichung 5.7 an die berechneten Punkte gleicher Energie gefittet (mit $C_1 = -0,98039 \pm 0,0492$ und $C_2 = 4,4963 \pm 0,0855$)

Sowohl Rechnung als auch die Messungen ergeben den gleichen Trend. Die Phasengrenze trennt demnach einen Bereich spitzer Winkel mit transversalen Wänden von einem Bereich stumpfer Winkel mit Wirbelwänden. Die berechnete Phasengrenze ist etwas zu kleineren Winkeln hin verschoben. Diese Verschiebung kann wie auch schon in Kapitel 5.3 begründet werden. Auch die asymmetrische transversale Wand findet sich wieder vornehmlich an der Phasengrenze. Da sich aus den Rechnungen dieser Wandtyp für keinen Wandwinkel $\leq 170^\circ$ als globales Minimum ergibt ist ihr Auftauchen wie in Kapitel 5.3 diskutiert begründet.

Um ein phänomenologisches Modell zur Beschreibung des Verlaufs der Linie gleicher Energie in Abhängigkeit des Wandwinkels zu entwickeln wird auf die Diskussion der Kapitel 5.2.2, 5.2.1 und 5.3 zurückgegriffen. Den Ausgangspunkt lieferten hierbei die Überlegungen von McMichael und Donahue [250]. Die Formulierung der winkelabhängigen Erweiterung dieses Ansatzes liefern die Gleichungen 5.7 und 5.10. Um deren Gültigkeit zu prüfen wurden die dort formulierten funktionalen Zusammenhänge zuerst mit den Differenzen der Werte von Wirbelwand und transversaler Wand aus den numerischen Rechnungen verglichen. Dies ist in Abbildung 5.28 exem-

plarisch für eine ausgewählte Drahtgeometrie ($w=250$ nm und $t=20$ nm) dargestellt.

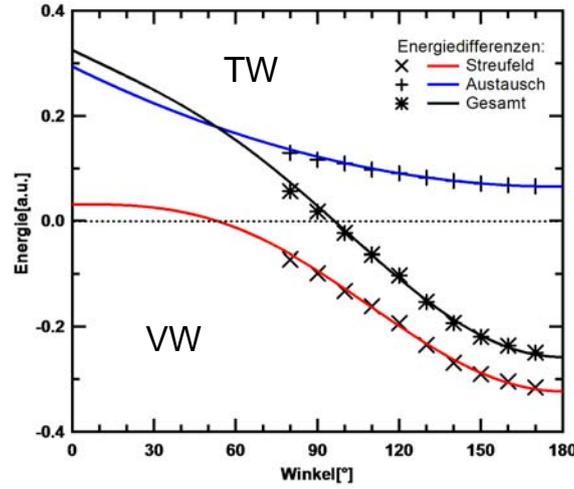


Abbildung 5.28.: Numerisch berechnete (OOMMF) Austausch- (+), Streufeld- (×) und Gesamtenergiedifferenzen (★) zwischen transversaler Wand und Wirbelwand in Abhängigkeit des Knickwinkels exemplarisch für einen Nanodraht mit $w=250$ nm und $t=20$ nm. Die durchgezogenen Linien repräsentieren die Datenfits mit den in Gleichung 5.7 (rot) und 5.10 (blau) beschriebenen funktionalen Zusammenhängen sowie deren Summe (schwarz).

Die Symbole +(Austausch), ×(Streufeld) und ★(Gesamt) markieren hier die numerisch mit OOMMF berechneten Energiedifferenzen zwischen den beiden Wandtypen. Die durchgezogenen Linien repräsentieren die Ausgleichsfunktion mit den, in Gleichung 5.7 (rot), 5.10 (blau) beschriebenen funktionalen Zusammenhängen sowie deren Summe (schwarz). Die Datenfits liegen in guter Übereinstimmung mit den berechneten Werten. Das präsentierte Modell scheint daher die relevanten Einflüsse durch eine Änderung des Knickwinkels gut zu erfassen. Der Schnittpunkt der schwarzen Linie mit der x-Achse markiert die Phasengrenze. Der funktionalen Zusammenhang für die Linie gleicher Energie ergibt sich daher aus

$$0 = \Delta E_{XC} - \Delta E_{SF} \quad (5.11)$$

$$0 = 2\pi t A \cdot \ln\left(\frac{w/2}{\lambda}\right) + t C A (180^\circ - \alpha)^2 - \frac{1}{4} \mu_0 t^2 M(\alpha)^2 b(\alpha) \quad (5.12)$$

$$\Rightarrow w \cdot t \cdot (\sin(\alpha/2))^3 + \underbrace{4C\lambda^2}_{C_1} (180^\circ - \alpha)^2 = \underbrace{8\pi\lambda^2 \ln\left(\frac{w/2}{\lambda}\right)}_{C_2} \quad (5.13)$$

wobei $\lambda = \sqrt{A/(\mu_0 M_s^2)} \approx 4$ nm die magnetostatische Austauschlänge des Systems ist. Aufgrund der schwachen logarithmischen Abhängigkeit in Gleichung 5.11 kann dieser Term in den folgenden Betrachtungen als konstant betrachtet werden. Die Ausgleichsfunktion an die berechneten Punkte gleicher Energie mit dem so gewonnenen Zusammenhang $t(\alpha)$ ist in Abbildung 5.27 eingezeichnet (rote Linie). Die Übereinstimmung mit der numerischen Rechnung ist sehr gut. Auch der

Vergleich von $w(\alpha)$ mit den entsprechenden berechneten Daten liefert eine gute Übereinstimmung.

Durch die zusätzliche Variation der Drahtbreite erhält man ein 3D Phasendiagramm für geknickte Nanodrähte. Die Ergebnisse einer solchen Rechnung sind in Abbildung 5.29 dargestellt.

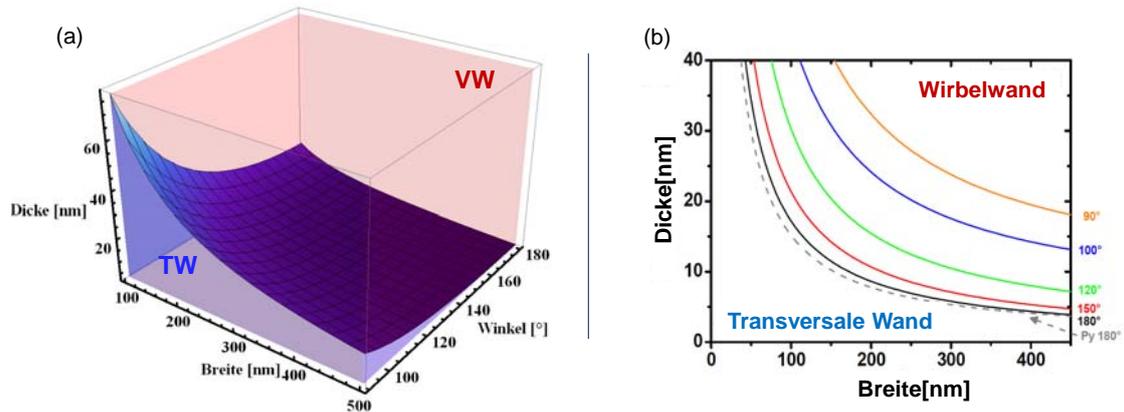


Abbildung 5.29.: $t(w, \alpha)$ Phasendiagramm. (a) Anhand der Gleichung 5.11 berechnetes 3D-Phasendiagramm. (b) Für ausgewählte Winkel α sind hier die berechneten Linien gleicher Energie $t(w)$ dargestellt. Zum Vergleich beinhaltet die Darstellung auch die Ergebnisse für den geraden Draht aus Permalloy aus Ref. [259].

Für jeden Winkel in diesem Diagramm gilt wieder $w \cdot t = const.$ wie es schon für den geraden Draht [250] sowie den Spezialfall $\alpha = 150^\circ$ (siehe Kapitel 5.3) gezeigt wurde und aus Gleichung 5.11 folgt.

Zusammenfassend zeigen die Ergebnisse, dass neben der Drahtbreite und -dicke auch der Knickwinkel ein weiterer Parameter ist, um einen speziellen remanenten Wandtyp einzustellen. Weiter ist es in diesem Zusammenhang wichtig zu bemerken dass die Potentialflächen im (t, w, α) -Diagramm der beiden Legierungen CoFeSi und Permalloy fast identisch sind, wie man dies exemplarisch für den geraden Drahtes in Abbildung 5.29 sehen kann. Dies liegt an der Tatsache, dass die magnetostatische Austauschlänge in beiden Systemen nahezu identisch ist. Damit sind die hier vorgestellten Resultate für CoFeSi qualitativ auch für Permalloy gültig.

5.5. Wechselwirkung der Domänenwände mit magnetischen Nanopartikeln

Magnetische Nanopartikel werden beispielsweise für die Markierung von Molekülen und Zellen verwendet. Das Streufeld von Domänenwänden kann dazu genutzt werden diese nanometergroßen superparamagnetischen Partikel einzufangen [260, 261, 262]. Zudem können diese Partikel durch die Kontrolle von Nukleation, Verschiebung und Vernichtung einer Domänenwand nanometer-genau eingefangen, transportiert und freigesetzt werden. Der Einsatz magnetischer Nanopartikel in Wechselwirkung

5.5. WECHSELWIRKUNG DER DOMÄNENWÄNDE MIT MAGNETISCHEN NANOPARTIKELN

mit Domänenwänden ist somit insbesondere für biologische Anwendungen bezüglich Transport und Sortierung von Molekülen und Zellen auf Oberflächen (Lab on a Chip) von Interesse.

Die Nukleation, Verschiebung und Vernichtung von Domänenwänden in Nanodrähten kann mit Hilfe von Magnetfeldern oder spinpolarisierten Strömen realisiert werden [224, 225]. Es konnte sogar gezeigt werden, dass unter der Einwirkung eines äußeren Magnetfeldes Domänenwände durch komplexe Netzwerke von Nanodrähten wandern [11]. Die Bewegung von Domänenwänden in Nanodrähten ist daher Gegenstand zahlreicher aktueller Studien [250, 223, 10, 221, 12, 222, 219]

Wie kürzlich gezeigt wurde, können Nanopartikel durch den Einsatz externer Magnetfelder entlang von Zickzack Nanodrähten kontrolliert eingefangene, transportiert und nanometer-genau positioniert werden [263, 264].

Um solche Domänenwand-basierten Fallen in Knickdrähten zuverlässig nutzen zu können ist es wichtig zu untersuchen, wie die Gegenwart eines magnetischen Partikels die mikromagnetische Feinstruktur der Wand verändert. Die Ergebnisse solch einer Untersuchung sind Gegenstand dieses Kapitels und wurden in Kooperation mit der Arbeitsgruppe um M. Donolato (Nanogune, San Sebastian) erarbeitet.

Die Form der verwendeten Nanodrähte ist in Abbildung 5.30 (a) skizziert. Es handelt sich um zickzack-artig geknickte Nanodrähte mit Breiten w von 200 nm bis $1 \mu\text{m}$, einem Knickwinkel von $\alpha = 90^\circ$ und einer Dicke $t=30 \text{ nm}$. Die Länge eines Zickzack Segmentes beträgt $l=2 \mu\text{m}$. Der Knickwinkel wurde zu $\alpha = 90^\circ$ gewählt, damit sich nur transversale und transversalartige Wände einstellen, da diese ein stärker lokalisiertes Streufeld als Wirbelwände besitzen und sich daher als Partikelfallen besser eignen. Die Nanodrähte wurden mit Elektronenstrahlolithographie strukturiert und bestehen aus Permalloy, das durch Elektronenstrahlverdampfung auf einem natürlich oxidierten Siliziumsubstrat präpariert wurde.

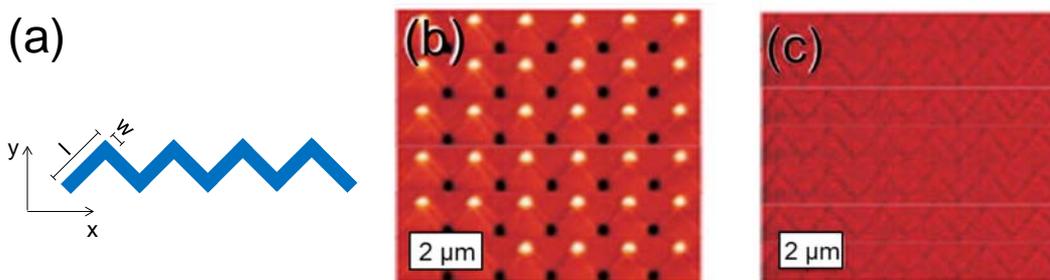


Abbildung 5.30.: (a) Schema der strukturierten Zickzack Drähte. MFM Bilder von Arrays von Zickzack Drähten mit $w = 200 \text{ nm}$ nach der Anwendung eines sättigenden 100 mT Feldpulses entlang der y -Richtung (b) und 25 mT entlang der x -Achse (c).

Die Drähte wurden nach der Strukturierung einem 100 mT Feldpuls senkrecht zu ihrer kurzen Achse (entlang der y -Achse aus Abb. 5.30 (a)) ausgesetzt. Dies induziert die Nukleation von magnetischen Wänden im Drahtknick, wie sie in Kapitel 5.1 detailliert beschrieben ist. Anschließend wurde auf die Drähte $5 \mu\text{l}$ einer Suspension aus ferromagnetischen Nanopartikeln (Micromod-Nanomag-D, Magnetitkern mit Dextranhülle [265]) mit Partikeldurchmessern von 130 nm gegeben. Die

Ausgangskonzentration der Suspension von 10 mg/ml wurde zuvor im Verhältnis 1:500 mit Milli-Q (Ultrapures Wasser vom Typ 1 nach ISO 3696) verdünnt. Nach dem Aufbringen wurde die Probe getrocknet. Anschließend wurde die Magnetisierungsverteilung mit MFM aufgenommen.

Abbildung 5.30 (b) zeigt die MFM Aufnahme solch eines Zickzack-Drahtes ($w=200$ nm) nach dem Induzieren der Domänenwände. Die hellen und dunklen Punkte zeigen die Domänenwände, welche alternierend "Head-To-Head" und "Tail-To-Tail" Konfigurationen voneinander trennen. Abbildung 5.30 (c) zeigt dieselbe Struktur nach einem 25mT Feldpuls entlang der x-Achse, welcher alle Domänenwände gelöscht hat.

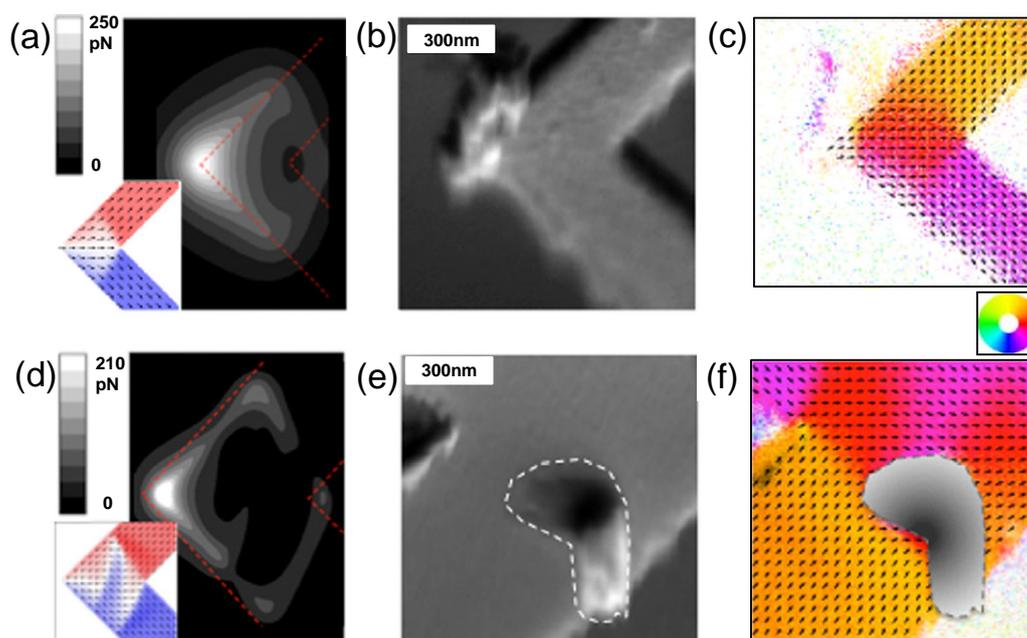


Abbildung 5.31.: Geknickte Nanodrähte mit $w=300$ nm (oben) und $w=900$ nm (unten). Anziehende Kraft der Domänenwandfalle auf ein ferromagnetisches Nanopartikel (Micromod-Nanomag-D, Magnetikern mit Dextranhülle) mit 130 nm Durchmesser (a) und (d) berechnet nach Ref. [265]. Die eingesetzten Bildausschnitte zeigen die berechnete, mikromagnetische Wandkonfiguration im Knick. (b) und (e) zeigen REM Aufnahmen der magnetischen Nanopartikel im Bereich des Drahtknicks. (c) und (f) zeigen die zugehörigen SMEPA Aufnahmen. Die Orientierung der Magnetisierung ist anhand des Farbrads koordiniert. Zusätzlich zeigen die Pfeile die Richtung der Magnetisierung an. Das magnetische Signal in der Nähe des Nanopartikels ist aufgrund seiner Topographie stark verfälscht. Daher wurde dieser Bereich in Abbildung (f) maskiert.

Um den Einfluss der Nanopartikel auf die Feinstruktur zu untersuchen wurden SEMPA Untersuchungen durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.31 (c, f) zu sehen. Abbildung 5.31 (b, e) zeigt die zugehörigen REM Aufnahmen. Der Draht in der oberen/unteren Reihe (Abbildung 5.31 (a, b, c)/(d, e, f)) hat eine Breite von $w=300$ nm/900 nm. Im Breitenbereich von $w=200$ nm bis $w=1$ μm traten nur zwei Domänenwandtypen auf. Für Breiten $w \leq 500$ nm wurden im Wesentlichen transversale Wände (siehe Kapitel 5.2.1) beobachtet und für Breiten $w \geq 500$ nm

überwiegend Zickzack Wände (siehe Kapitel 5.2.4). In der SEMPA Aufnahme des breiten Drahts ist das Signal im Bereich des Nanopartikels nicht auswertbar, da seine Topographie das magnetische Signal zu stark verfälscht. Daher wurde dieser Bereich in Abbildung 5.31 (f) maskiert. Die gründliche Auswertung von Domänenwänden in solchen Drähten in An- und Abwesenheit von magnetischen Nanopartikeln ergab, dass bei beide Domänenwandtypen nur eine geringe Veränderung der mikromagnetischen Feinstruktur durch die Anwesenheit der Nanopartikel bewirkt wird. Dies deckt sich mit theoretischen Vorhersagen [32, 266, 267].

Im Falle der transversalen Wände wurden die Nanopartikel überwiegend an der spitzen Seite des Knicks gefangen (siehe Abbildung 5.31 (b)). Im Fall der Zigzack-Wand wurden sie sowohl an der spitzen Seite des Knicks als auch in Randbereichen der Domänenwand gefangen (siehe Abbildung 5.31 (e)).

Die anziehende Kraft der Domänenwandfalle auf ein magnetisches Partikel mit 130nm Durchmesser wurde anhand des in Ref. [265] vorgestellten Modells berechnet. Abbildung 5.31 (a, d) zeigt die Ergebnisse dieser Rechnung. Die eingesetzten Bildausschnitte zeigen die mikromagnetische Wandkonfiguration wie sie mit OOMMF numerisch berechnet wurde.

Im Fall der transversalen Domänenwand ist die anziehende Kraft der Falle stärker als im Fall der Zickzack Wand. Zudem ist das Maximum der Attraktion direkt an der Drahtspitze lokalisiert (Abb. 5.31(a)). Weiter ist das Fallenpotential im Bezug auf die Spiegelachse des Drahts symmetrisch und es existiert nur ein Attraktionsmaximum. Im Fall der Zickzack-Wand ist die anziehende Kraft schwächer, das Potential ist nicht symmetrisch und es existieren neben dem Maximum dan der Drahtspitze weitere lokale Maxima der anziehenden Kraft im Wandbereich. Dieses Potentialbild deckt sich mit den experimentellen Ergebnissen wonach im Fall der transversalen Wand Partikel fast ausschließlich an der Knickspitze gefangen wurden. Im Fall der Zickzack-Wand hingegen sind die in der Rechnung auftretenden lokalen Maxima weitere, alternative Fallenpositionen. Für das definierte, Nanometer-genaue einfangen magnetischer Nanopartikel sind somit Drahtgeometrien, welche eine transversale Wand im Drahtknick erzeugen gegenüber solchen mit Zickzack-Wänden im Drahtknick ausgezeichnet.

6. Zusammenfassung und Ausblick

Mit dem Ziel, die vollständige Vektorinformation der Magnetisierungsverteilung einer Probenoberfläche abzubilden, wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit ein Rasterelektronenmikroskop mit Polarisationsanalyse entworfen und aufgebaut. Es wurde dabei ein breites Spektrum physikalischer Fragestellungen bearbeitet, so dass verschiedene interessante Erkenntnisse gewonnen werden konnten.

Das SEMPA Experiment wurde mit Hinblick auf Effizienz und einfache Handhabung konstruiert (Kap. 3.2.3 und 3.2.4). Experimentell konnte ein Bildkontrast von 19,2% (Asymmetrie $A = 9,6\%$) anhand der magnetischen Abbildung der Domänenstruktur eines Eisenwhiskers demonstriert werden (Kap. 3.2.7). Dabei wurde ein Kontrast-zu-Rausch Verhältnis von 15 bei einer Messzeit von 20 ms/Pixel realisiert. Es ist zu erwähnen, dass ein Austausch des hier verwendeten HITACHI S-800 REM sinnvoll erscheint, da dessen Auflösung bei den für SEMPA benötigten Strahlströmen von einigen nA nicht ausreicht, um Strukturen mit lateralen Ausdehnungen kleiner als 200 nm aufzulösen.

Die Probenpräparation durch Ar^+ Ionenätzen und das Bedampfen mit einer kontrastverstärkenden Eisen- oder Kobalt-Deckschicht wurde untersucht, um den Einfluss auf die Magnetisierungsverteilung der Probe nachzuvollziehen und ihre Parameter hinsichtlich Bildqualität zu optimieren (Kap. 3.2.5). Insbesondere konnte gezeigt werden, dass bis zu einer Dicke von 1,5 nm Eisen der Einfluss auf das zugrundeliegende Magnetisierungsmuster vernachlässigt werden kann. Außerdem ist es möglich mit einer Deckschichtdicke von etwa 2 nm Eisen das Streufeld nanostrukturierter Dünnschichtelemente abzubilden.

Bei der Untersuchung der Langzeitstabilität des LEED-Detektors (Kap. 3.2.6) wurden Intensitätsvariationen und eine Energieverschiebung der, zur Polarisationsanalyse verwendeten (2,0)-Reflexe beobachtet. Dies konnte mit Hilfe von Oberflächenrekonstruktionen des W(001) durch Adsorption von Wasserstoff erklärt werden. Weiter konnte anhand des Einflusses von Wasserstoffkontaminationen die zeitliche Änderung des Bildkontrasts aufgeklärt werden. Zusammenfassend ergaben sich für den Detektor nahezu konstante Arbeitsbedingungen solange die Oberflächenrekonstruktion durch Wasserstoff-Adsorbate nicht ungeordnet war. Dies entsprach bei den gegebenen UHV-Bedingungen ($1 \cdot 10^{-10}$ mbar) etwa einer Stunde.

Die durchgeführten Messungen können auch zur Charakterisierung und Optimierung des Detektors verwendet werden. So kann nun unter anderem der Wasserstoffpartialdruck in der unmittelbaren Umgebung des Detektorkristalls anhand der Wasserstoff-induzierten Energieverschiebungen der (2,0) Reflexe bestimmt werden.

Um die Leistungsfähigkeit des Experiments weiter zu steigern wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Programm zur Messdatenerfassung geschrieben, mit welchem rechteckige Bildfelder beliebiger Seitenverhältnisse aufgenommen werden können und eine Driftkorrektur möglich ist. Eine weitere Möglichkeit zur Leistungssteigerung liegt in

der Suche nach günstigen Kristalloberflächen oder -materialien, mit denen die Spin-Sensitivität und Reflektivität des Streuprozesses am Detektorkristall erhöht werden können. Weiter legen die Untersuchungen zur Langzeitstabilität nahe, dass durch moderates Heizen die Standzeit des Detektors weiter verbessert werden kann.

Über die klassische Bildgebung hinaus konnten jüngst erste Erfolge bei der Durchführung zeitaufgelöster SEMPA-Experimente erzielt werden, was die Leistungsfähigkeit dieser experimentellen Technik aufs Neue eindrucksvoll belegt. Weiter besteht an dem aufgebauten SEMPA-Experiment durch die flexible Einsatzmöglichkeit des Zylinderspiegelanalysators nun auch die Möglichkeit, die Polarisation eines Bildpunktes energieaufgelöst zu untersuchen.

Eine der großen Stärken der SEMPA-Technik liegt in der Möglichkeit Längenskalen über einige Größenordnungen hinweg in gleicher Abbildungsqualität zugänglich zu machen. Das Spektrum reicht von Übersichtsbildern im Millimetermaßstab bis hin zu hochaufgelösten Detailaufnahmen im Nanometerbereich. Diese Stärke konnte bei der Untersuchung des Ni(111) eindrucksvoll demonstriert werden (Kap. 4). So war es hier erst durch die Kombination von Übersichts- und hochaufgelösten Detailaufnahmen möglich die Ursache des komplizierten Oberflächendomänenmusters zu klären. Es konnte gezeigt werden, dass hier ein verzweigtes Abschlussdomänenmuster der Magnetisierungsverteilung des Volumens vorlag (Kap. 4.3). Da Ni(111) neben einer geringen reduzierten Anisotropie ($Q \ll 1$ bei RT) auch noch eine fehlorientierte Oberfläche bezüglich der Minima seiner magnetokristallinen Anisotropie besitzt, kann mit solch einem verzweigten Abschlussdomänenmuster die gesamte Energie reduziert werden. Erst in diesem Zusammenhang konnten die auftretenden Domänenwände als V-Linien identifiziert werden (Kap. 4.4). Über Unstetigkeiten in ihrem Verlauf konnte zudem auf das Verhalten der Wandsegmente der sich darunter befindlichen Volumenwand geschlossen werden. Weiter konnte anhand temperaturabhängiger Untersuchungen des Ni(111) im Bereich zwischen 95 K und 300 K der Einfluss der Temperaturabhängigkeit der magnetokristallinen Anisotropie auf das Verzweigungsmuster und dessen Verzweigungsstufe anschaulich demonstriert werden (Kap. 4.5). Es wurde gezeigt, dass eine Verzweigungsstufe nicht erst spontan ab einem gewissen Wert der reduzierten Anisotropie auftaucht, sondern kontinuierliche Übergänge existieren, wobei die Zwischenzustände durch eine wellige Modulation der Domänen der vorherigen Verzweigungsstufe geprägt sind. Um den Einfluss von magnetokristalliner Anisotropie und Formanisotropie auf das Verzweigungsmuster weiter zu studieren sollten Experimente bei Temperaturen bis hinunter zu 4 K durchgeführt werden. Bei diesen tiefen Temperaturen ist zudem die Bedingung $Q \ll 1$ nicht mehr gültig. Vielmehr gilt $Q \approx 1$ wodurch eine prinzipielle Veränderung im Verzweigungsmuster zu erwarten ist.

Neben den qualitativen Stärken des SEMPA soll sein ebenfalls hohes Potential zur quantitativen Analyse magnetischer Eigenschaften nicht unerwähnt bleiben. Zu der hohen lateralen Auflösung von etwa 20 nm besitzt das SEMPA noch eine hohe Winkelauflösung von $\pm 4^\circ$. Daher ist es nicht nur möglich laterale Dimensionen magnetischer Strukturen im Nanometerbereich exakt zu vermessen, sondern auch präzise Aussagen über die lokale Richtung der Magnetisierung zu treffen. So konnte im Fall des Ni(111) zum einen die Wandbreite der V-Linie mit (174 ± 15) nm sehr genau bestimmt werden. Zum anderen konnten im Magnetisierungsmuster des spannungs-

freien Ni(111) bei Raumtemperatur eindeutig sechs symmetrisch, im Winkel von 60° zueinander orientierte Häufungspunkte identifiziert werden, deren Existenz anhand der magnetokristallinen Anisotropiefläche des kubischen fcc Nickels verstanden werden konnte. Ebenfalls konnte anhand der Analyse der Magnetisierungsverteilung in einem Polarisations-Winkelhistogramm die Existenz einer Magnetisierungskomponente senkrecht zur (111) Ebene im Domänenmuster ausgeschlossen werden.

Da Ni(111) ein ideales Substrat für das Wachstum von Graphen ist steht es derzeit im Fokus aktueller Forschung. Aufgrund der sehr kleinen Gitterfehlpassung wächst Graphen pseudomorph auf Ni(111). Zudem konnte kürzlich gezeigt werden, dass aufgrund der starken Hybridisierung mit den Ni-Atomen Graphen-bedecktes Nickel eine effiziente Quelle für Spinpolarisierte Elektronen ist [198]. Da im SEMPA freie Elektronen im Vakuum bei Energien oberhalb von 5 eV bezüglich des Fermi-Niveaus detektiert werden, deren Spininformation von Streuereignissen in den obersten Atomlagen des Kristalls herrührt konnte die vorhergesagte Inversion der Spin-Polarisation nicht nachgewiesen werden. Selbstverständlich handelt es sich dennoch um ein vielversprechendes System für weitere Untersuchungen Graphen-induzierter magnetischer Wechselwirkungen.

Im Rahmen der SEMPA Untersuchungen an diesem System (Kap. 4.6) konnte unmittelbar nach dem Einbringen der Probe in das Mikroskop und ohne zusätzliche *in situ* Reinigung ein magnetischer Kontrast gemessen (1,2% Asymmetrie) werden. Aufgrund der hohen Oberflächenempfindlichkeit von SEMPA ist dies äußerst ungewöhnlich. Es wurde somit gezeigt, dass die Ni(111) Oberfläche durch die Graphenschicht effektiv passiviert wird.

Zu einem weiteren Schwerpunkt dieser Arbeit entwickelte sich die Untersuchung von Domänenwänden in geknickten Nanodrähten (Kap. 5). Da sich diese Wände wie Quasiteilchen verhalten und durch magnetische Felder, spinpolarisierte Ströme oder über die Drahtgeometrie selbst manipuliert werden können stellen sie in vielerlei Hinsicht ein interessantes Forschungsobjekt für die Beantwortung moderner physikalischer Fragestellungen dar.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Untersuchung der magnetischen Feinstruktur von weichmagnetischen Nanodrähten in Abhängigkeit geometrischer Variationen durchgeführt, da trotz zahlreicher experimenteller Verwendung solcher Drähte bisher keine eingehende Studie zur Auswirkung der Drahtgeometrie auf die mikromagnetische Feinstruktur existiert. Diese Kenntnis ist jedoch essentiell, sowohl für die genaue Analyse als auch für die Interpretation von Messergebnissen aus Experimenten mit Nanodrähten.

Zunächst wurden die experimentell beobachteten Domänenwände klassifiziert und ihre mikromagnetische Feinstruktur detailliert analysiert (Kap. 5.2). In den untersuchten Nanodrähten wurden dabei im Wesentlichen drei prinzipiell unterschiedliche Wandtypen beobachtet: die transversale Wand, die asymmetrische Wand und die Wirbelwand. Neben diesen Drahtwänden wurden in sehr breiten ($w \geq 600$ nm) sowie sehr dicken ($t \geq 30$ nm) Drähten weitere Übergangszustände beobachtet (Kap. 5.2.4). Diese Übergangszustände haben Ähnlichkeit mit Domänenwänden in ausgedehnten dünnen Filmen (Zickzackwand, Stachelwand, ...).

Die SEMPA Aufnahmen der verschiedenen Drahtwände wurden zunächst mit dem Modell der Magnetisierungsverteilung im magnetostatischen Limit verglichen. Es

hat sich gezeigt, dass die komplizierte Struktur der Drahtwände anhand dieses recht einfachen Modells topologischer Defekte unterschiedlicher Windungszahlen recht gut beschrieben werden kann. Im Weiteren wurden die experimentellen Resultate mit mikromagnetischen Rechnungen verglichen. Hierbei konnten nun auch die wesentlichen Details der Feinstruktur gut reproduziert werden.

Bei der Untersuchung des Einflusses der Geometrievariationen auf die Struktur der Domänenwand im Knickdraht konnte zunächst das, aus der Literatur für gerade Drähte bereits bekannte, Phasendiagramm für Wirbelwände und transversale Wände als Funktion der Drahtbreite und -dicke gut reproduziert werden (Kap. 5.3).

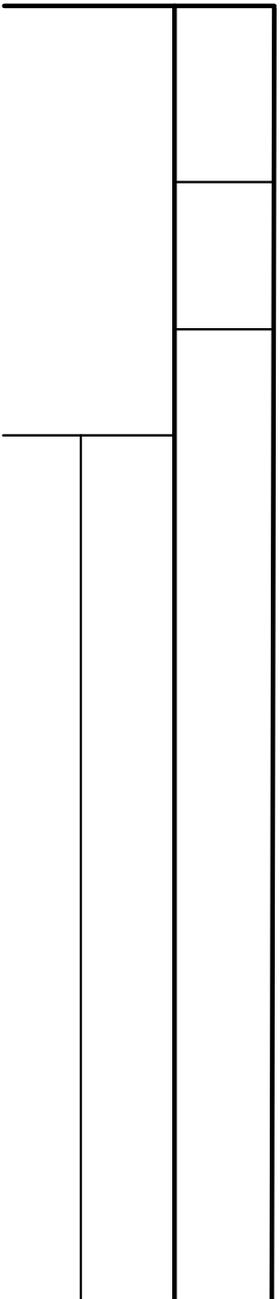
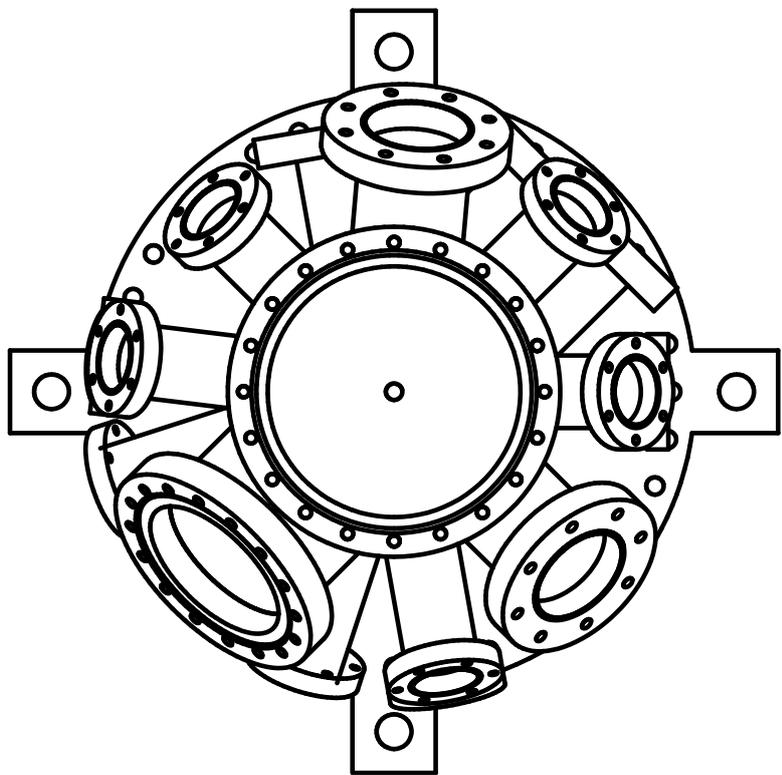
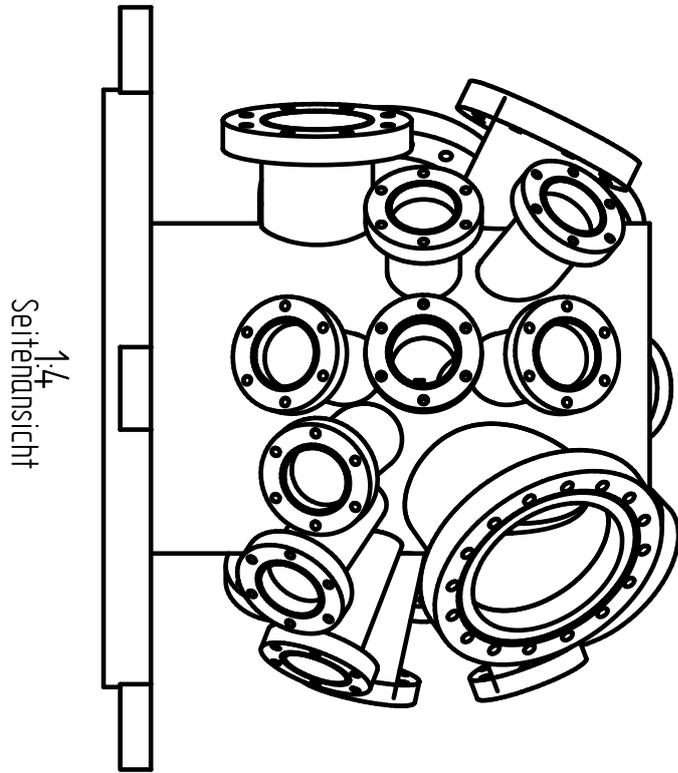
Speziell wurde im Rahmen dieser Arbeit der Einfluss des Knickwinkels auf die Stabilität der Wandtypen untersucht (Kap. 5.4). Es konnte eindeutig gezeigt werden, dass auch der Knickwinkel einen wesentlichen Einfluss auf den Wandtyp hat. Bei stumpfen Winkeln wird eine Wirbelwand, bei spitzen eine transversale Wand favorisiert. Allein in der Nähe des Übergangsbereichs wurde die asymmetrische Wand beobachtet.

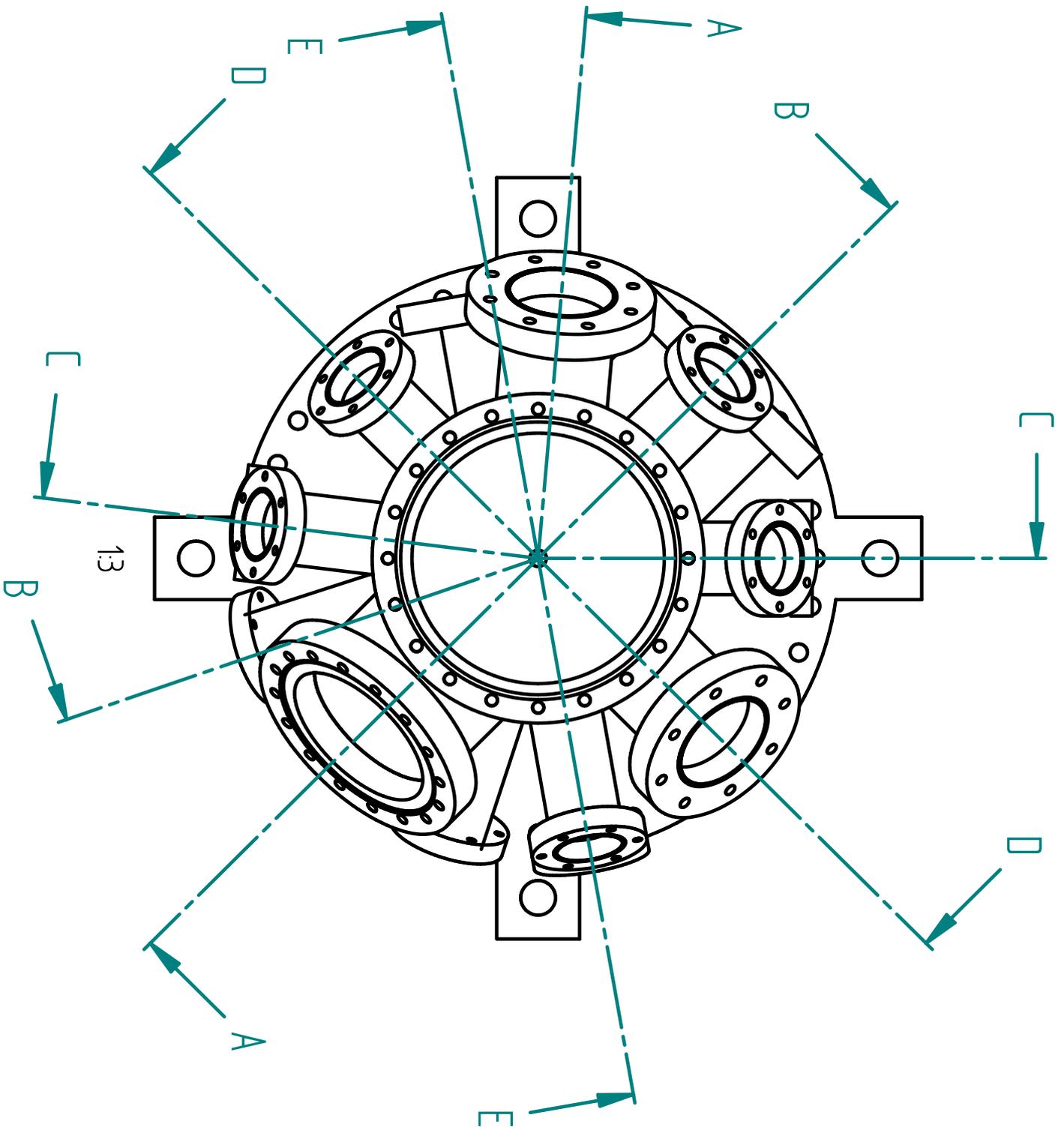
Des Weiteren wurden die experimentellen Resultate mit mikromagnetischen Rechnungen verglichen. Auf dieser Grundlage konnte ein phänomenologisches Modell zur Beschreibung der Stabilität der unterschiedlichen Wandtypen (Verlauf der Linie gleicher Energie) als Funktion des Knickwinkels entwickelt werden (Kap. 5.4). Dieses Modell stimmt weitgehend mit dem experimentellen Befund überein. So konnte erstmals ein Phasendiagramm für geknickte Nanodrähte aufgestellt werden, in welchem der favorisierte Wandtyp als Funktion von Drahtwinkel, -breite und -dicke beschrieben wird.

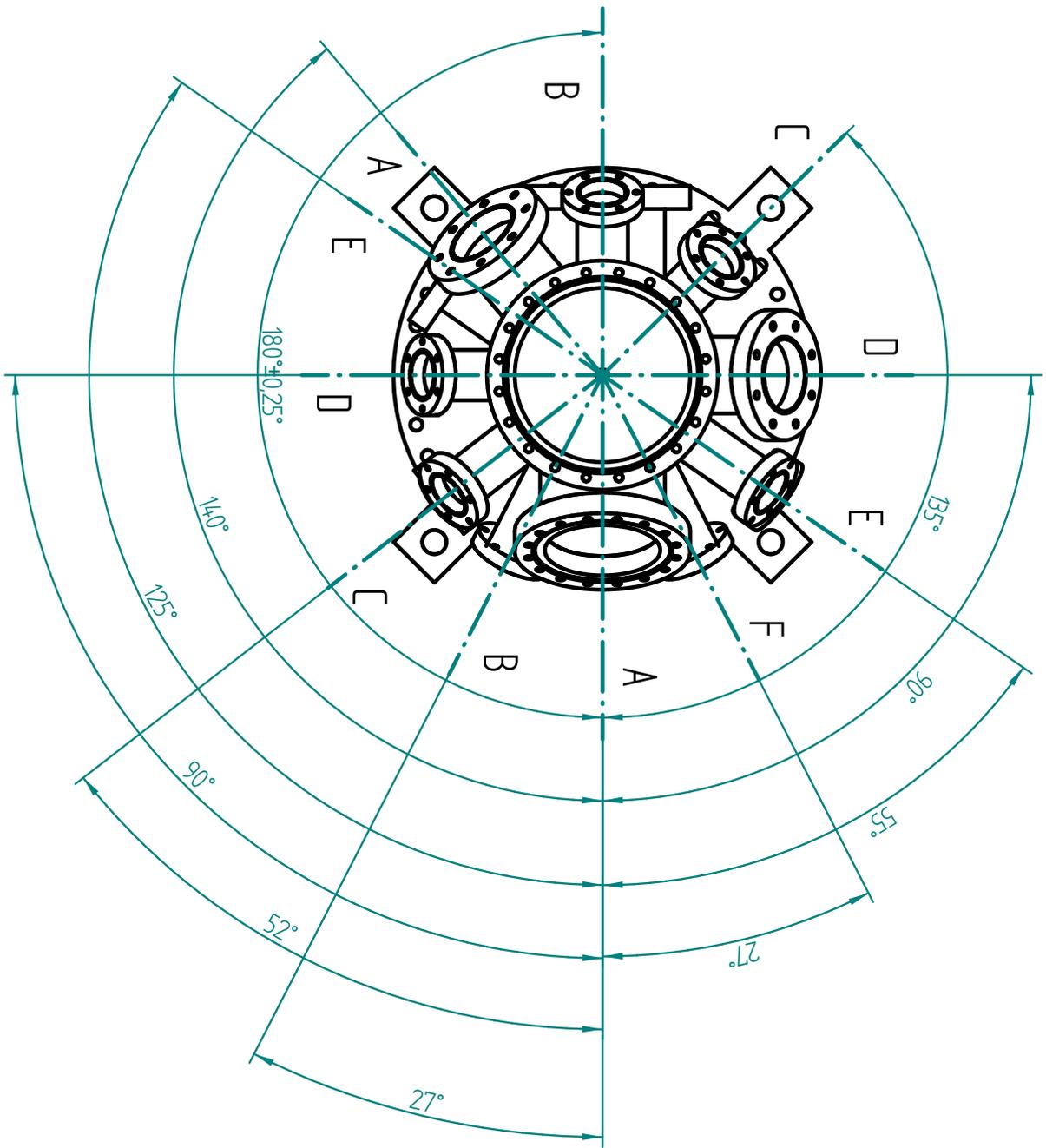
Demnach hat diese Untersuchung das Verständnis von Domänenwänden in Nanodrähten deutlich bereichert. Anhand der hochaufgelösten SEMPA Aufnahmen konnten zum einen erstmals Details der Feinstruktur der Drahtwände sichtbar gemacht werden, die so bisher noch nicht bekannt waren (Kap. 5.2). Zum anderen wurde mit der Präsentation eines phänomenologischen Modells das Verständnis über die Zusammenhänge von Geometrie und Wandstruktur vertieft (Kap. 5.4).

Diese Erkenntnisse haben direkte Auswirkungen auf die experimentelle Nutzung von Nanodrähten. Denn neben Drahtbreite und -dicke kann nun auch der Knickwinkel als Parameter verwendet werden, um einen speziellen remanenten Wandtyp definiert einzustellen.

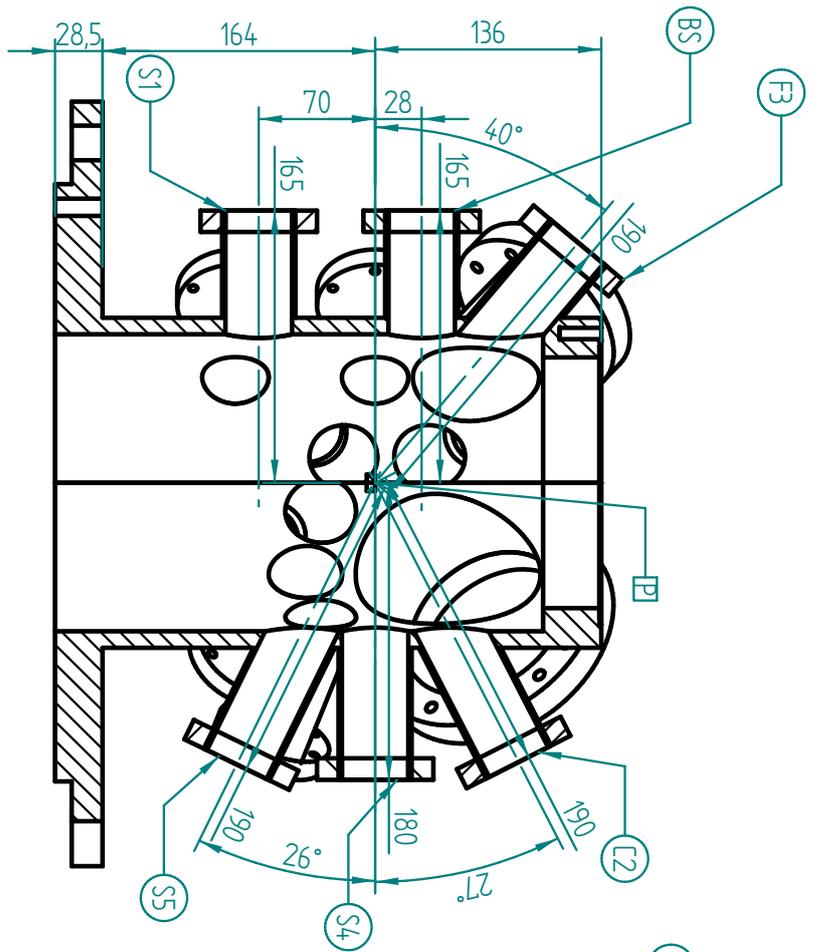
A. SEMPA I Vakuumkammer Zeichnungssatz



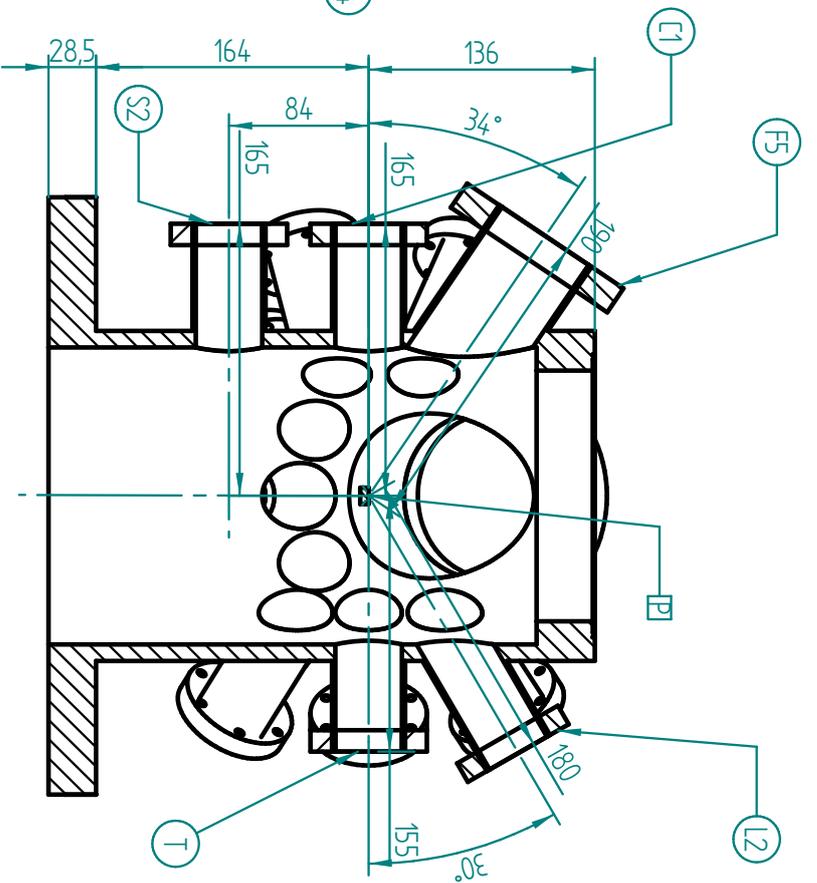




Alle nicht spezifizierte Winkeltoleranzen $\pm 0,5^\circ$

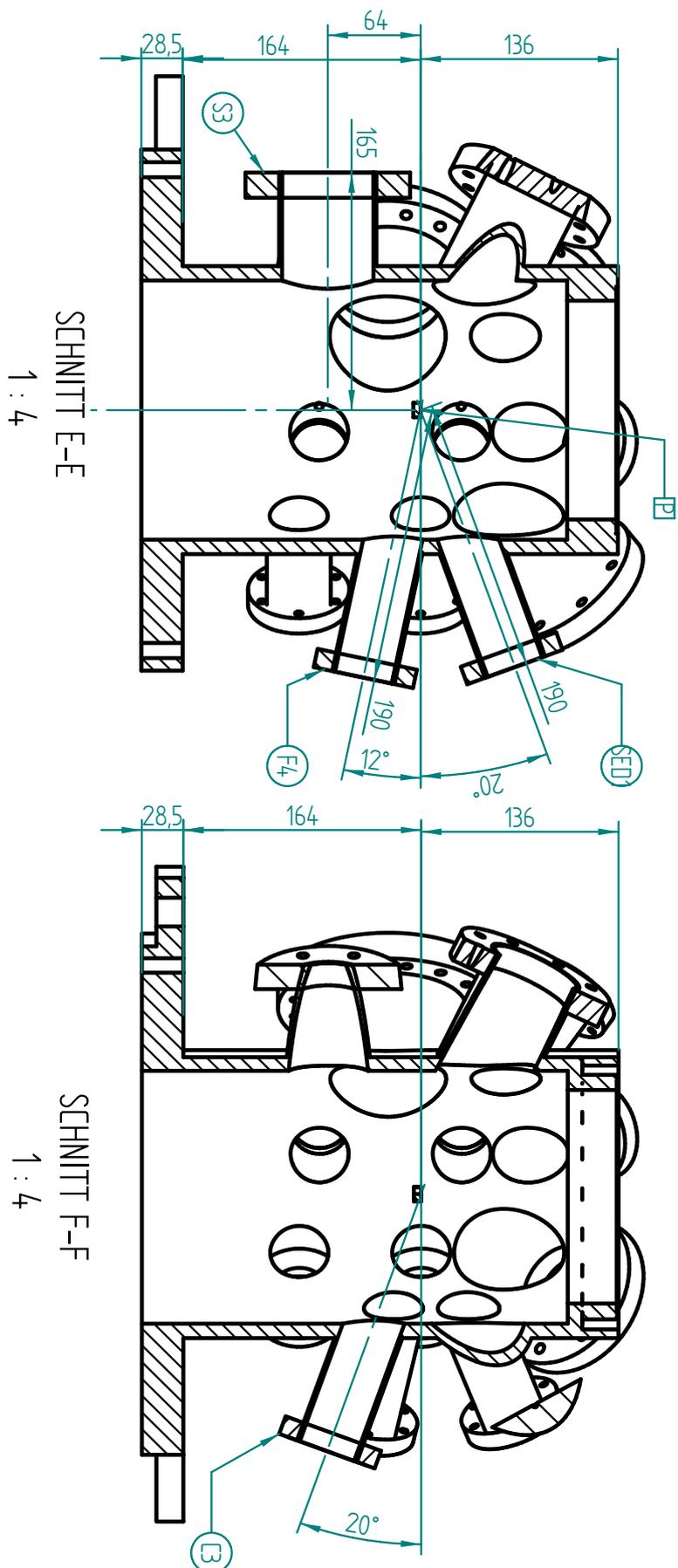


SCHNITT C-C
1 : 4

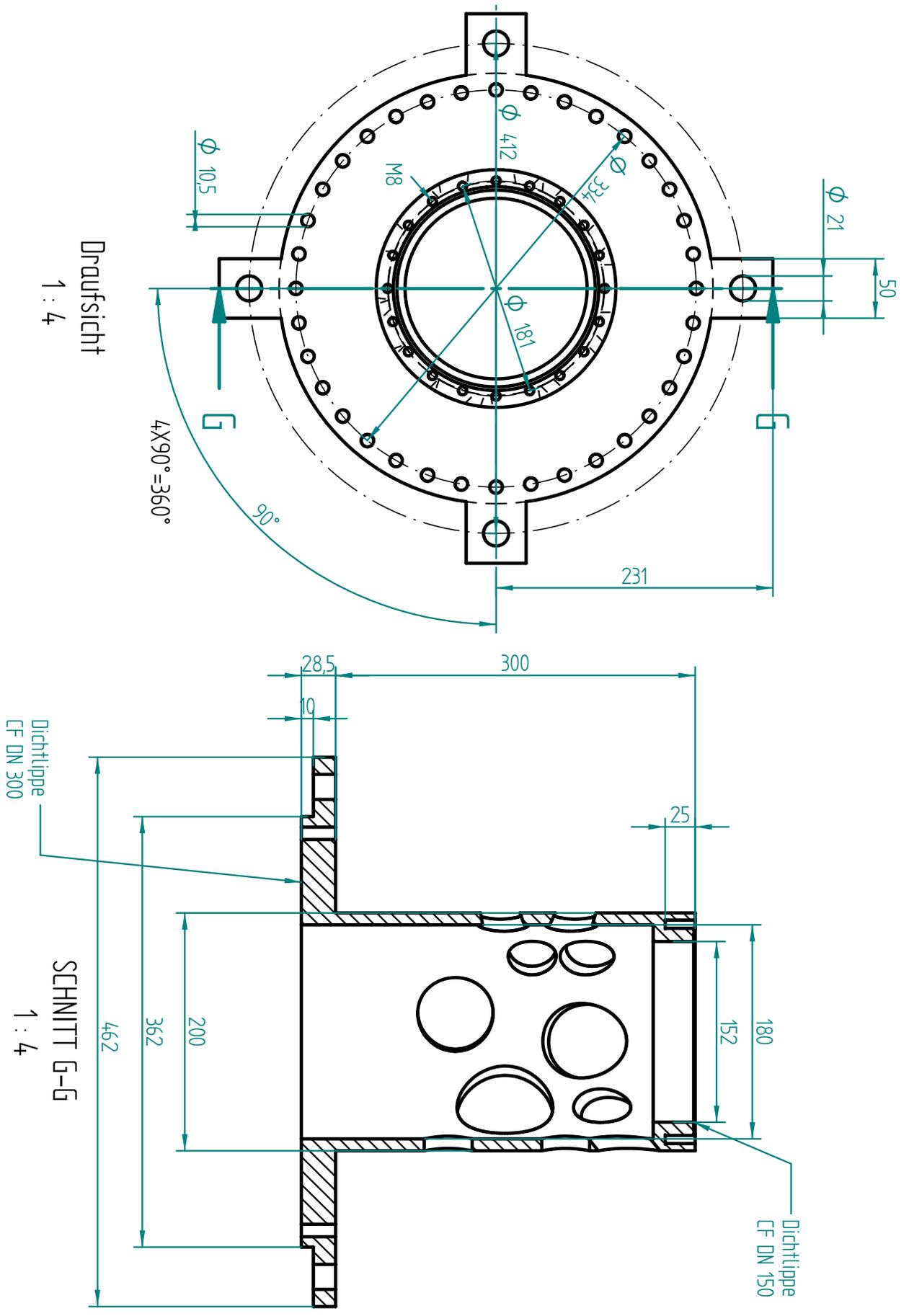


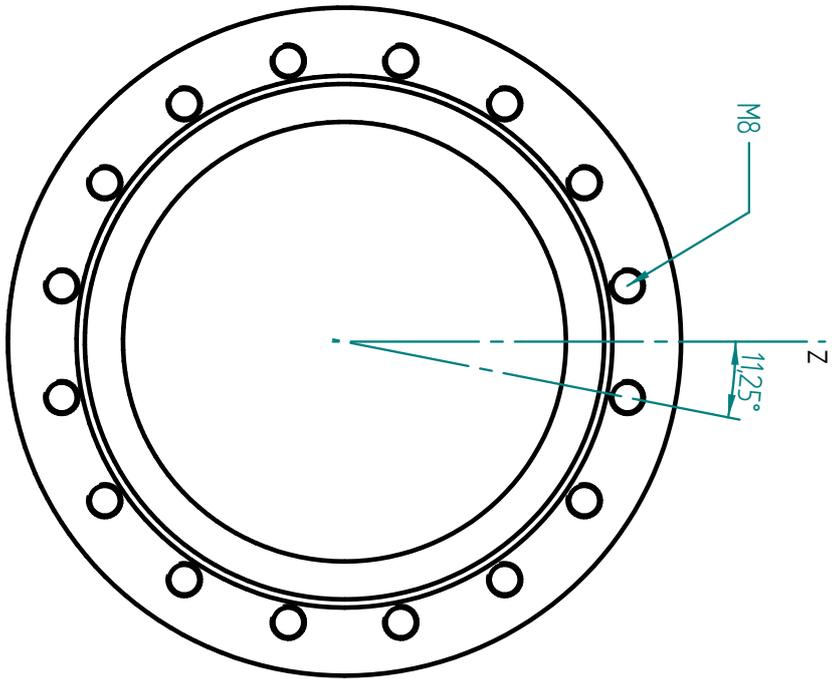
SCHNITT D-D
1 : 4

Toleranz für alle Winkel auf "P": Schnittpunkt innerhalb einer Kugel ϕ 0,5mm
 Toleranzen für alle sonstigen Winkel $\pm 0,5^\circ$
 Für alle nicht spezifizierten Längentoleranzen gilt $\pm 0,5$ mm



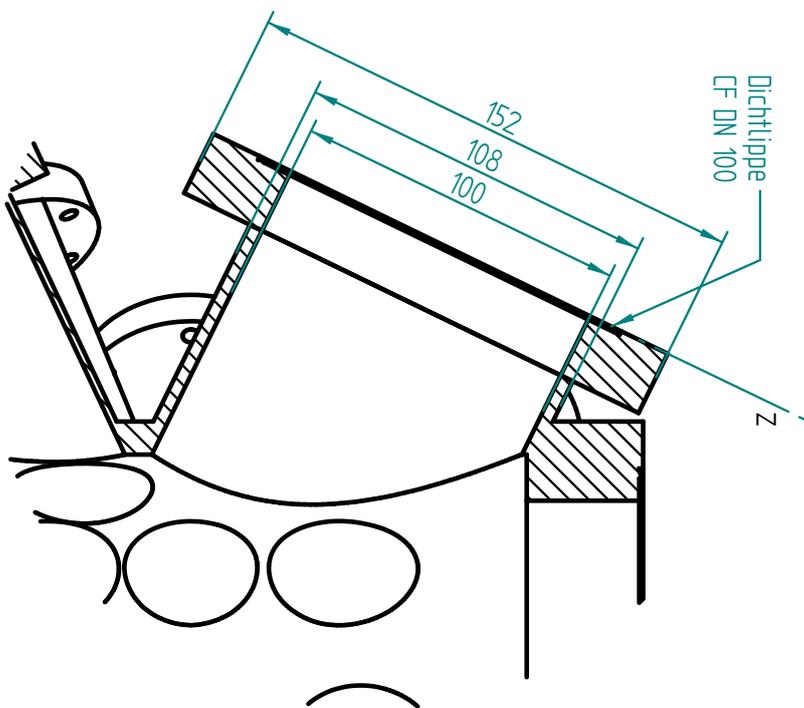
Toleranz für alle Winkel auf "P": Schnittpunkt innerhalb einer Kugel ϕ 0,5mm
 Toleranzen für alle sonstigen Winkel $\pm 0,5^\circ$
 Für alle nicht spezifizierten Längentoleranzen gilt $\pm 0,5$ mm



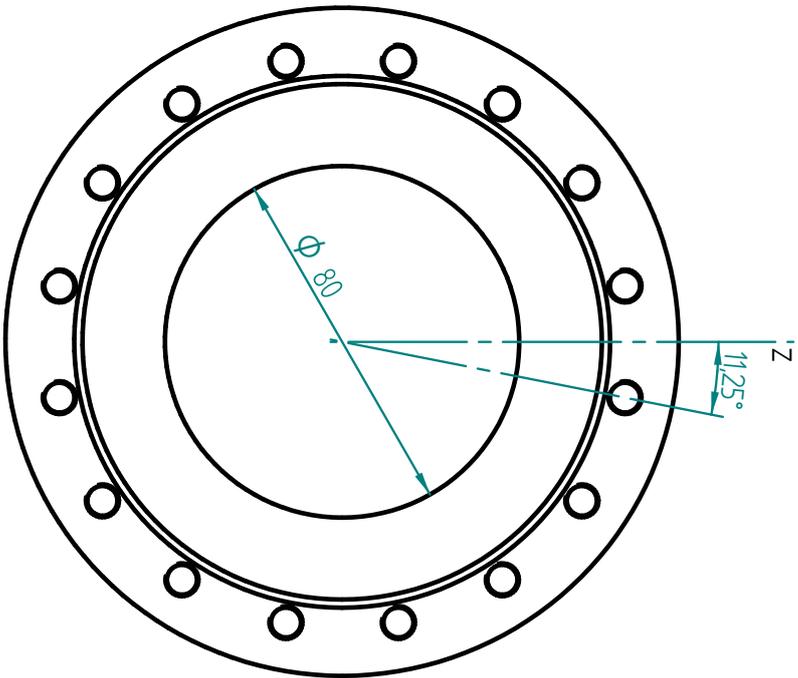


Anschlussmaße für CF DN 100

Spin-Detektor-Flansch
1 : 1,5

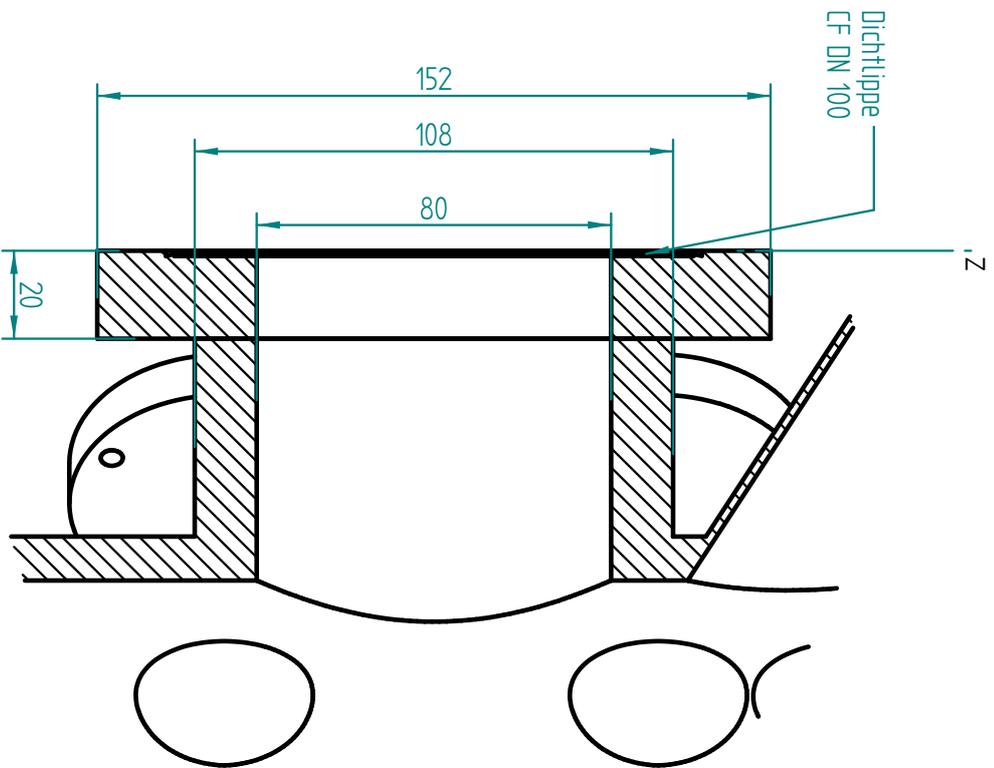


H
Spin-Detektor-Rohr
1 : 1,5



Anschlußmaße für CF DN 100

Manipulator-Flansch
1 : 1,5



Manipulator-Rohr
1 : 1,5

ANHANG A. SEMPA I VAKUUMKAMMER ZEICHNUNGSSATZ

Bezeichnung	Name	Abs. zu P	Abs. L	Øi Rohr	Øa Rohr	Wandst.	Art	Stellung	Lochart
SD	Spin-Detektor	171,2		100	108		4 speziell	straddled	M8
SED1	Sekundär-Elektronen-Detektor 1	190		40	44		2 CF35	straddled	durchgehend
SED2	Sekundär-Elektronen-Detektor 2	190		40	44		2 CF35	straddled	durchgehend
MP	Manipulator		165	80	108		14 speziell	straddled	durchgehend
T	Transfer		155	40	44		2 CF35	straddled	durchgehend
BS	Blenden-Schieber		165	40	44		2 CF35	straddled	durchgehend
F1	Fenster1	180		63	67		2 CF63	straddled	durchgehend
F2	Cryostat	190		40	44		2 CF35	straddled	durchgehend
F3	Fenster3	190		40	44		2 CF35	straddled	durchgehend
F4	Fenster4	190		40	44		2 CF35	straddled	durchgehend
F5	Fenster5	190		63	67		2 CF63	straddled	durchgehend
C1	Kamera1		165	40	44		2 CF35	straddled	durchgehend
C2	Kamera2	190		40	44		2 CF35	straddled	durchgehend
C3	Kamera3	190		40	44		2 CF35	straddled	durchgehend
L1	Licht1	190		40	44		2 CF35	straddled	durchgehend
L2	Licht2	180		40	44		2 CF35	straddled	durchgehend
S1	Service1		165	40	44		2 CF35	straddled	durchgehend
S2	Service2		165	40	44		2 CF35	straddled	durchgehend
S3	Service3		165	63	67		2 CF63	straddled	durchgehend
S4	Service4	190		40	44		2 CF35	straddled	durchgehend
S5	Service5		180	40	44		2 CF35	straddled	durchgehend

Literaturverzeichnis

- [1] M. Kryder. “After Hard Drives-What Comes Next?” *IEEE Transactions on Magnetics*, **45**(10), 3406 (2009).
- [2] N. Mathur und P. Littlewood. “Nanotechnology: The third way”. *Nature Materials*, **3**(4), 207 (2004).
- [3] C. Chappert, A. Fert, und F. N. Van Dau. “The emergence of spin electronics in data storage”. *Nature materials*, **6**(11), 813 (2007).
- [4] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. N. Van Dau, und F. Petroff. “Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices”. *Physical Review Letters*, **61**(21), 2472 (1988).
- [5] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, und W. Zinn. “Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange”. *Physical Review B*, **39**(7), 4828 (1989).
- [6] S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnár, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova, und D. M. Treger. “Spintronics: a spin-based electronics vision for the future.” *Science*, **294**(5546), 1488 (2001).
- [7] R. P. Cowburn. “Property variation with shape in magnetic nanoelements”. *Journal of Physics D: Applied Physics*, **33**(1), R1 (2000).
- [8] C. H. Marrows. “Spin-polarised currents and magnetic domain walls”. *Advances in Physics*, **54**(8), 585 (2005).
- [9] M. Kläui. “Head-to-head domain walls in magnetic nanostructures”. *Journal of Physics: Condensed Matter*, **20**(31), 313001 (2008).
- [10] S. S. P. Parkin, M. Hayashi, und L. Thomas. “Magnetic domain-wall racetrack memory.” *Science*, **320**(5873), 190 (2008).
- [11] D. A. Allwood, G. Xiong, C. C. Faulkner, D. Atkinson, D. Petit, und R. P. Cowburn. “Magnetic domain-wall logic.” *Science*, **309**(5741), 1688 (2005).
- [12] D. A. Allwood, G. Xiong, M. D. Cooke, C. C. Faulkner, D. Atkinson, N. Vernier, und R. P. Cowburn. “Submicrometer ferromagnetic NOT gate and shift register.” *Science*, **296**(5575), 2003 (2002).
- [13] K. Koike und K. Hayakawa. “Scanning Electron-Microscope Observation of Magnetic Domains Using Spin-Polarized Secondary Electrons”. *Japanese Journal of Applied Physics*, **23**(3), L187 (1984).

- [14] R. Allenspach. “Ultrathin films - magnetism on the microscopic scale”. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **129**(2-3), 160 (1994).
- [15] T. J. Gay und F. B. Dunning. “Mott electron polarimetry”. *Review of Scientific Instruments*, **63**(2), 1635 (1992).
- [16] J. Kirschner. “On the Role of the Electron-Spin in Scanning Electron-Microscopy”. *Scanning Electron Microscopy*, **III**, 1179 (1984).
- [17] J. Unguris, G. Hembree, R. J. Celotta, und D. Pierce. “Investigations of magnetic microstructures using scanning electron microscopy with spin polarization analysis”. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **54-57**, 1629 (1986).
- [18] H. P. Oepen und J. Kirschner. “Imaging of magnetic microstructures at surfaces: the scanning electron microscope with spin polarization analysis”. *Scanning Microscopy*, **5**(1), 1 (1991).
- [19] W. Y. Kim und K. S. Kim. “Prediction of very large values of magnetoresistance in a graphene nanoribbon device.” *Nature nanotechnology*, **3**(7), 408 (2008).
- [20] Y.-W. Son, M. L. Cohen, und S. G. Louie. “Half-metallic graphene nanoribbons.” *Nature*, **444**(7117), 347 (2006).
- [21] N. Tombros, C. Jozsa, M. Popinciuc, H. T. Jonkman, und B. J. van Wees. “Electronic spin transport and spin precession in single graphene layers at room temperature.” *Nature*, **448**(7153), 571 (2007).
- [22] W. Han, K. Pi, K. M. McCreary, Y. Li, J. J. I. Wong, A. G. Swartz, und R. K. Kawakami. “Tunneling Spin Injection into Single Layer Graphene”. *Physical Review Letters*, **105**(16), 167202 (2010).
- [23] T. Taniyama, I. Nakatani, T. Namikawa, und Y. Yamazaki. “Resistivity due to Domain Walls in Co Zigzag Wires”. *Physical Review Letters*, **82**(13), 2780 (1999).
- [24] T. Taniyama, I. Nakatani, T. Yakabe, und Y. Yamazaki. “Control of domain structures and magnetotransport properties in patterned ferromagnetic wires”. *Applied Physics Letters*, **76**(5), 613 (2000).
- [25] J. L. Tsai, S. F. Lee, Y. D. Yao, C. Yu, und S. H. Liou. “Magnetoresistance study in thin zig zag NiFe wires”. *Journal of Applied Physics*, **91**(10), 7983 (2002).
- [26] M. Tanase, D. M. Silevitch, C. L. Chien, und D. H. Reich. “Magnetotransport properties of bent ferromagnetic nanowires”. *Journal of Applied Physics*, **93**(10), 7616 (2003).

- [27] M. Kläui, P. O. Jubert, R. Allenspach, A. Bischof, J. Bland, G. Faini, U. Ruediger, C. Vaz, L. Vila, und C. Vouille. “Direct Observation of Domain-Wall Configurations Transformed by Spin Currents”. *Physical Review Letters*, **95**(2), 8 (2005).
- [28] C. Brownlie, S. McVitie, J. N. Chapman, und C. D. W. Wilkinson. “Lorentz microscopy studies of domain wall trap structures”. *Journal of Applied Physics*, **100**(3), 033902 (2006).
- [29] P. O. Jubert, M. Kläui, A. Bischof, U. Rüdiger, und R. Allenspach. “Velocity of vortex walls moved by current”. *Journal of Applied Physics*, **99**(8), 08G523 (2006).
- [30] L. Heyne, M. Kläui, D. Backes, P. Möhrke, T. a. Moore, J. G. Kimling, O. Boulle, U. Rüdiger, L. J. Heyderman, A. F. Rodriguez, F. Nolting, K. Kirsch, und R. Mattheis. “Direct imaging of current-induced domain wall motion in CoFeB structures”. *Journal of Applied Physics*, **103**(7), 07D928 (2008).
- [31] A. Vanhaverbeke, A. Bischof, und R. Allenspach. “Control of Domain Wall Polarity by Current Pulses”. *Physical Review Letters*, **101**(10), 1 (2008).
- [32] M. Donolato, M. Gobbi, P. Vavassori, M. Leone, M. Cantoni, V. Metlushko, B. Ilic, M. Zhang, S. X. Wang, und R. Bertacco. “Nanosized corners for trapping and detecting magnetic nanoparticles.” *Nanotechnology*, **20**(38), 385501 (2009).
- [33] T. Manago, K. Kanazawa, und T. Kera. “Magneto-resistance of NiFe nanowire with zigzag shape”. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **321**(15), 2327 (2009).
- [34] M. Donolato, P. Vavassori, M. Gobbi, M. Deryabina, M. F. Hansen, V. Metlushko, B. Ilic, M. Cantoni, D. Petti, S. Brivio, und R. Bertacco. “On-chip manipulation of protein-coated magnetic beads via domain-wall conduits.” *Advanced Materials*, **22**(24), 2706 (2010).
- [35] H. T. Zeng, D. Read, L. O'Brien, J. Sampaio, E. R. Lewis, D. Petit, und R. P. Cowburn. “Asymmetric magnetic NOT gate and shift registers for high density data storage”. *Applied Physics Letters*, **96**(26), 262510 (2010).
- [36] W. C. Uhlig und J. Unguris. “Size-dependent transition from shape to exchange dominated magnetic nanostructure”. *Journal of Applied Physics*, **99**(8), 08G302 (2006).
- [37] E.-S. Wilhelm, D. McGrouther, L. Heyne, A. Bisig, und M. Kläui. “Vortex domain wall chirality rectification due to the interaction with end domain spin structures in permalloy nanowires”. *Applied Physics Letters*, **95**(25), 252501 (2009).

- [38] E. C. Stoner. “Collective Electron Ferromagnetism. II. Energy and Specific Heat”. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **169**(938), 339 (1939).
- [39] R. O. Jones. “The density functional formalism, its applications and prospects”. *Reviews of Modern Physics*, **61**(3), 689 (1989).
- [40] P. Hohenberg. “Inhomogeneous Electron Gas”. *Physical Review*, **136**(3B), B864 (1964).
- [41] W. Kohn und L. J. Sham. “Self-Consistent Equations Including Exchange and Correlation Effects”. *Physical Review*, **140**(4A), A1133 (1965).
- [42] M. Levy. “Electron densities in search of Hamiltonians”. *Physical Review A*, **26**(3), 1200 (1982).
- [43] L. Landau und E. Lifshits. “On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies”. *Phys. Zeitsch. der Sow.*, **8**, 153 (1935).
- [44] C. Kittel. “Physical Theory of Ferromagnetic domains”. *Reviews of Modern Physics*, **21**(4), 541 (1949).
- [45] W. Heisenberg. “Zur Theorie des Ferromagnetismus”. *Zeitschrift für Physik*, **49**(9-10), 619 (1928).
- [46] P. Dirac. “On the Theory of Quantum Mechanics”. *Proc. Roy. Soc. London A*, **112**, 661 (1926).
- [47] W. Rave und A. Hubert. “Magnetic ground state of a thin-film element”. *IEEE Transactions On Magnetics*, **36**(6), 3886 (2000).
- [48] P. Yu, X. Jin, J. Kudrnovský, D. Wang, und P. Bruno. “Curie temperatures of fcc and bcc nickel and permalloy: Supercell and Greens function methods”. *Physical Review B*, **77**(5), 1 (2008).
- [49] A. Aharoni. “Demagnetizing factors for rectangular ferromagnetic prisms”. *Journal of Applied Physics*, **83**(6), 3432 (1998).
- [50] R. C. O’Handley. *Modern magnetic materials: principles and applications*. John Wiley Pr Sons, Bnc, New York (2000). ISBN 0-471-15566-7.
- [51] P. Weiss. “L’hypothèse du champ moléculaire et la propriété ferromagnétique”. *Journal de Physique Théorique et Appliquée*, **6**(1), 661 (1907).
- [52] C. Kittel. “Physical Theory of Ferromagnetic Domains”. *Reviews of Modern Physics*, **21**(4), 541 (1949).
- [53] A. Hubert und R. Schäfer. *Magnetic Domains*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1998). ISBN 978-3-540-64108-7.
- [54] C. Kittel. *Einführung in die Festkörperphysik*, Band 21. Oldenbourg Verlag (1996). ISBN 3-486-27219-5.

- [55] B. Kaplan und G. Gehring. “The domain structure in ultrathin magnetic films”. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **128**(1-2), 111 (1993).
- [56] D. Stickler, R. Frömter, H. Stillrich, C. Menk, H. P. Oepen, C. Gutt, S. Streit-Nierobisch, L.-M. Stadler, G. Grübel, C. Tieg, und F. Yakhou-Harris. “Domain size in systems with canted magnetization”. *Physical Review B*, **84**(10), 104412 (2011).
- [57] F. Bloch. “Zur Theorie des Austauschproblems und der Remanenzerscheinung der Ferromagnetika”. *Zeitschrift für Physik*, **74**(5), 295 (1932).
- [58] L. Néel. “Energie des parois de bloch dans les couches minces”. *Comptes Rendus Hebdomadaires Des Seances De L Academie Des Sciences*, **241**(6), 533 (1955).
- [59] L. Néel. *Selected Works of Louis Néel - Bloch wall energy in thin films*. Gordon and Breach Science Publishers (1988).
- [60] H. D. Dietze und H. Thomas. “Bloch- und Néel-Wände in dünnen ferromagnetischen Schichten”. *Zeitschrift für Physik*, **163**(5), 523 (1961).
- [61] S. Chikazumi. *Physics of Ferromagnetism*. Oxford University Press, New York (1997). ISBN 0-19-851776-9.
- [62] S. Middelhoek. “Domain Walls in Thin Ni-Fe Films”. *Journal of Applied Physics*, **34**(4), 1054 (1963).
- [63] U. Hartmann und H. H. Mende. “Observation of subdivided 180deg Bloch wall configurations on iron whiskers”. *Journal of Applied Physics*, **59**(12), 4123 (1986).
- [64] M. Prutton. “Cross-tie walls in thin permalloy films”. *Philosophical Magazine*, **5**(54), 625 (1960).
- [65] N. Wiese, S. McVitie, J. N. Chapman, A. Capella-Kort, und F. Otto. “On the scaling behaviour of cross-tie domain wall structures in patterned NiFe elements”. *Europhysics Letters*, **80**(5), 57003 (2007).
- [66] A. DeSimone, V. Kohn R., S. Müller, und F. Otto. *The Science of Hysteresis*. Elsevier Academic Press Inc., 2 Auflage (2005).
- [67] E. E. Huber, D. O. Smith, und J. B. Goodenough. “Domain-Wall Structure in Permalloy Films”. *Journal of Applied Physics*, **29**(3), 294 (1958).
- [68] M. Redjda, A. Kakay, M. Ruane, und F. Humphrey. “Cross-tie walls in thin permalloy films”. *IEEE Transactions on Magnetics*, **38**(5), 2471 (2002).
- [69] J. Bialon und B. Wyslocki. “Energy of break-cross-tie walls in thin permalloy films”. *Physica Status Solidi (a)*, **59**(2), 685 (1980).

- [70] M. Scheinfein, J. Unguris, R. Celotta, und D. Pierce. “Influence of the surface on magnetic domain-wall microstructure”. *Physical Review Letters*, **63**(6), 668 (1989).
- [71] M. Scheinfein, J. Unguris, J. Blue, K. Coakley, D. Pierce, R. Celotta, und P. Ryan. “Micromagnetics of domain walls at surfaces”. *Physical Review B*, **43**(4), 3395 (1991).
- [72] H. Oepen und J. Kirschner. “Magnetization Distribution of 180deg Domain Walls at Fe(100) Single-Crystal Surfaces”. *Physical Review Letters*, **62**(7), 819 (1989).
- [73] S. Shtrikman und D. Treves. “Internal Structure of Bloch Walls”. *Journal of Applied Physics*, **31**(5), S147 (1960).
- [74] E. Zueco, W. Rave, R. Schäfer, M. Mertig, und L. Schultz. “Observations of Fe surfaces with magnetic force and Kerr microscopy”. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **196-197**(1 00), 115 (1999).
- [75] R. Schafer, W. Ho, J. Yamasaki, A. Hubert, und F. Humphrey. “Anisotropy pinning of domain walls in a soft amorphous magnetic material”. *IEEE Transactions on Magnetism*, **27**(4), 3678 (1991).
- [76] M. R. Scheinfein, J. Unguris, D. T. Pierce, und R. J. Celotta. “High spatial resolution quantitative micromagnetics (invited)”. *Journal of Applied Physics*, **67**(9), 5932 (1990).
- [77] R. W. DeBlois und C. D. Graham. “Domain Observations on Iron Whiskers”. *Journal of Applied Physics*, **29**(6), 931 (1958).
- [78] J. Kranz, A. Hubert, und R. Müller. “Bitter-Streifen und Bloch-Wände”. *Zeitschrift für Physik*, **180**(1), 80 (1964).
- [79] H. Galinski und H. H. Mende. “Röntgentopographie von Querbereichen und V-Linien in Eisenwhiskern. I. Röntgentopographische Untersuchungen”. *Physica Status Solidi (a)*, **27**(1), 35 (1975).
- [80] H. Kronmüller. *Micromagnetism and the Microstructure of Ferromagnetic Solids*. Cambridge University Press, Cambridge (2003). ISBN 9780521331357.
- [81] W. F. Brown. *Micromagnetics*. Interscience, New York (1963).
- [82] P. Asselin und A. Thiele. “On the field Lagrangians in micromagnetics”. *IEEE Transactions on Magnetism*, **22**(6), 1876 (1986).
- [83] W. F. Brown. *Magnetostatic Principles in Ferromagnetism*. North-Holland Pub., Amsterdam (1962).
- [84] S. Yuan und H. Bertram. “Fast adaptive algorithms for micromagnetics”. *IEEE Transactions on Magnetism*, **28**(5), 2031 (1992).

- [85] J. Fidler und T. Schrefl. “Micromagnetic modelling - the current state of the art”. *Journal of Physics D: Applied Physics*, **33**(15), R135 (2000).
- [86] M. Donahue und D. Porter. “The Object Oriented MicroMagnetic Framework (OOMMF)”.
- [87] F. Bitter. “On Inhomogeneities in the Magnetization of Ferromagnetic Materials”. *Physical Review*, **38**(10), 1903 (1931).
- [88] L. Hámos und P. A. Thiessen. “Über die Sichtbarmachung von Bezirken verschiedenen ferromagnetischen Zustandes fester Körper”. *Zeitschrift für Physik*, **71**(7-8), 442 (1931).
- [89] H. Williams und W. Shockley. “A Simple Domain Structure in an Iron Crystal Showing a Direct Correlation with the Magnetization”. *Physical Review*, **75**(1), 178 (1949).
- [90] H. Williams, F. Foster, und E. Wood. “Observation of Magnetic Domains by the Kerr Effect”. *Physical Review*, **82**(1), 119 (1951).
- [91] E. Feldtkeller und K. Stein. “Verbesserte Kerr Technik zur Beobachtung magnetischer Domänen”. *Zeitschrift für Physik*, **23**(100) (1967).
- [92] F. Schmidt und A. Hubert. “Domain observations on CoCr-layers with a digitally enhanced Kerr-microscope”. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **61**(3), 307 (1986).
- [93] C. Fowler und E. Fryer. “Magnetic Domains in Thin Films by the Faraday Effect”. *Physical Review*, **104**(2), 552 (1956).
- [94] J. N. Chapman. “The investigation of magnetic domain structures in thin foils by electron microscopy”. *Journal of Physics D: Applied Physics*, **17**(4), 623 (1984).
- [95] H. W. Fuller und M. E. Hale. “Determination of Magnetization Distribution in Thin Films Using Electron Microscopy”. *Journal of Applied Physics*, **31**(2), 238 (1960).
- [96] S. Eisebitt, J. Lüning, W. F. Schlotter, M. Lörger, O. Hellwig, W. Eberhardt, und J. Stöhr. “Lensless imaging of magnetic nanostructures by X-ray spectroholography.” *Nature*, **432**(7019), 885 (2004).
- [97] D. Stickler, R. Fromter, H. Stillrich, C. Menk, C. Tieg, S. Streit-Nierobisch, M. Sprung, C. Gutt, L.-M. Stadler, O. Leupold, G. Grubel, und H. P. Oepen. “Soft x-ray holographic microscopy”. *Applied Physics Letters*, **96**(4), 042501 (2010).
- [98] G. Möllenstedt und F. Lenz. “Electron Emission Microscopy”. *Advances in Electronics and Electron Physics*, **18**, 251 (1963).

- [99] J. Stohr, Y. Wu, B. D. Hermsmeier, M. G. Samant, G. R. Harp, S. Koranda, D. Dunham, und B. P. Tonner. “Element-Specific Magnetic Microscopy with Circularly Polarized X-Rays”. *Science*, **259**, 658 (1993).
- [100] R. Celotta, D. Pierce, G. Wang, S. Bader, und G. Felcher. “Surface Magnetization of Ferromagnetic Ni(110): A Polarized Low-Energy Electron Diffraction Experiment”. *Physical Review Letters*, **43**(10), 728 (1979).
- [101] R. Wiesendanger, H.-J. Güntherodt, G. Güntherodt, R. Gambino, und R. Ruf. “Observation of vacuum tunneling of spin-polarized electrons with the scanning tunneling microscope”. *Physical Review Letters*, **65**(2), 247 (1990).
- [102] R. Wiesendanger. *Scanning Probe Microscopy and Spectroscopy: Methods and Applications*. Cambridge University Press (1994). ISBN 0521418100.
- [103] J. J. Saénz, N. García, P. Grütter, E. Meyer, H. Heinzelmann, R. Wiesendanger, L. Rosenthaler, H. R. Hidber, und H.-J. Güntherodt. “Observation of magnetic forces by the atomic force microscope”. *Journal of Applied Physics*, **62**(10), 4293 (1987).
- [104] Y. Martin und H. K. Wickramasinghe. “Magnetic imaging by force microscopy” with 1000 Å resolution”. *Applied Physics Letters*, **50**(20), 1455 (1987).
- [105] U. Hartmann, T. Göddenhenrich, und C. Heiden. “Magnetic force microscopy: Current status and future trends”. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **101**(1-3), 263 (1991).
- [106] M. R. Scheinfein, J. Unguris, M. H. Kelley, D. T. Pierce, und R. J. Celotta. “Scanning electron microscopy with polarization analysis (SEMPA)”. *Review of Scientific Instruments*, **61**(10), 2501 (1990).
- [107] R. Frömter und H. Oepen. “Optimizing a LEED spin polarization analyzer for imaging of magnetic structures”. *Review of Scientific Instruments*, 33704 (2011).
- [108] T. Kohashi, M. Konoto, und K. Koike. “High-resolution spin-polarized scanning electron microscopy (spin SEM)”. *Journal of Electron Microscopy*, **59**(1), 43 (2010).
- [109] H. Oepen und H. Hopster. *Magnetic Microscopy of Nanostructures*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (2005). ISBN 3540401865.
- [110] R. Celotta, J. Unguris, M. Kelley, und D. Pierce. *Techniques to measure magnetic domain structures, in: Methods in Materials Research: A Current Protocols Publication*. Wiley, New York (1999).
- [111] R. Carey und E. Isaac. *Magnetic Domains and Techniques for their Observation*. Academic Press, New York (1966).
- [112] R. Celotta und D. Pierce. *Microbeam Analysis*. San Francisco Press (1982).

-
- [113] J. Kirschner. *Polarized Electrons at Surfaces*. Springer-Verlag, Berlin (1985).
- [114] K. Koike, H. Matsuyama, und K. Hayakawa. “Spin-Polarized Scanning Electron Microscopy for Micro-Magnetic Structure Observation”. *Scanning Microscopy*, **1**, 1 (1991).
- [115] G. G. Hembree, J. Unguris, R. J. Celotta, und D. T. Pierce. “Scanning Electron Microscopy with Polarization Analysis: High Resolution Images of Magnetic Microstructure”. *Scanning Microscopy*, **1**, 229 (1987).
- [116] R. Feder. “Spin-polarised low-energy electron diffraction”. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, **14**(15), 2049 (1981).
- [117] G. Steierl, G. Liu, D. Iorgov, und J. Kirschner. “Surface domain imaging in external magnetic fields”. *Review of Scientific Instruments*, **73**(12), 4264 (2002).
- [118] W. Pauli. “Zur Quantenmechanik des magnetischen Elektrons”. *Zeitschrift für Physik*, **43**(9-10), 601 (1927).
- [119] P. a. M. Dirac. “The Quantum Theory of the Electron”. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **117**(778), 610 (1928).
- [120] N. F. Mott. “The Polarisation of Electrons by Double Scattering”. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, **135**(827), 429 (1932).
- [121] P. S. Farago. “Electron spin polarization”. *Reports on Progress in Physics*, **34**(3), 1055 (1971).
- [122] J. Kessler. “Electron Spin Polarization by Low-Energy Scattering from Unpolarized Targets”. *Reviews of Modern Physics*, **41**(1), 3 (1969).
- [123] W. Eitel und J. Kessler. “Spin Polarization by Inelastic Electron-Atom Collisions”. *Physical Review Letters*, **24**(26), 1472 (1970).
- [124] C. Shull, C. Chase, und F. Myers. “Electron Polarization”. *Physical Review*, **63**(1-2), 29 (1943).
- [125] P. Jennings. “Spin-polarisation and relativistic corrections in low energy electron diffraction”. *Surface Science*, **20**(1), 18 (1970).
- [126] P. Jennings. “Computations of relativistic LEED intensities and spin-polarisations for tungsten (001)”. *Surface Science*, **26**(2), 509 (1971).
- [127] P. Jennings. “A spin-dependent treatment of surface-state resonances in LEED”. *Surface Science*, **27**(1), 221 (1971).
- [128] R. Feder. “A Relativistic Theory of low Energy Electron Diffraction”. *Physica Status Solidi (b)*, **46**(1), K31 (1971).
-

- [129] R. Feder. “Relativistic theory of low energy electron diffraction: Formalism and application to KKRZ-pseudopotentials”. *Physica Status Solidi (b)*, **49**(2), 699 (1972).
- [130] P. Jennings und B. Sim. “The role of spin-polarisation measurements in LEED”. *Surface Science*, **33**(1), 1 (1972).
- [131] J. Kirschner und R. Feder. “Spin Polarization in Double Diffraction of Low-Energy Electrons from W(001): Experiment and Theory”. *Physical Review Letters*, **42**(15), 1008 (1979).
- [132] R. Feder und J. Kirschner. “Spin-polarized low-energy electron diffraction: Theory, experiment and analysis of results from W(001)(1x1)”. *Surface Science*, **103**(1), 75 (1981).
- [133] J. Kirschner, R. Feder, und J. Wendelken. “Electron Spin Polarization in Energy- and Angle-Resolved Photoemission from W(001): Experiment and Theory”. *Physical Review Letters*, **47**(8), 614 (1981).
- [134] R. Loth. “Messung der Spinpolarisation von 900 eV-Elektronen nach elastischer Streuung an Schwermetallfolien in Abhängigkeit von der Targettemperatur”. *Zeitschrift für Physik*, **203**(1), 66 (1967).
- [135] M. O’Neill, M. Kalisvaart, F. Dunning, und G. Walters. “Electron-Spin Polarization in Low-Energy Electron Diffraction from Tungsten (001)”. *Physical Review Letters*, **34**(18), 1167 (1975).
- [136] G. Wang, B. Dunlap, R. J. Celotta, und D. Pierce. “Symmetry in Low-Energy-Polarized-Electron Diffraction”. *Physical Review Letters*, **42**(20), 1349 (1979).
- [137] A. Einstein. “Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt”. *Annalen der Physik*, **322**(6), 132 (1905).
- [138] O. H. Duparc. “Pierre Auger - Lise Meitner: Comparative contributions to the Auger effect”. *International Journal of Materials Research*, **100**(09), 1162 (2009).
- [139] L. Meitner. “Über die β -Strahl-Spektren und ihren Zusammenhang mit der g -Strahlung”. *Zeitschrift für Physik*, **11**(1), 35 (1922).
- [140] L. Bergmann, C. Schaefer, und W. Raith. *Lehrbuch der Experimentalphysik Band 4*. de Gruyter (1992). ISBN 978-3110168006.
- [141] E. Ruska. “The Development of the Electron Microscope and of Electron Microscopy (Nobel Lecture)”. *Angewandte Chemie International Edition in English*, **26**(7), 595 (1987).
- [142] L. Reimer. *Scanning Electron Microscopy: Physics of Image Formation and Microanalysis*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 2 Auflage (1988). ISBN 978-3540639763.

- [143] H. Seiler. “Secondary electron emission in the scanning electron microscope”. *Journal of Applied Physics*, **54**(11), R1 (1983).
- [144] P. A. Wolff. “Theory of Secondary Electron Cascade in Metals”. *Physical Review*, **95**(July), 56 (1954).
- [145] J. Unguris, D. Pierce, A. Galejs, und R. Celotta. “Spin and Energy Analyzed Secondary Electron Emission from a Ferromagnet”. *Physical Review Letters*, **49**(1), 72 (1982).
- [146] H. Hopster, R. Raue, E. Kisker, G. Güntherodt, und M. Campagna. “Evidence for Spin-Dependent Electron-Hole-Pair Excitations in Spin-Polarized Secondary-Electron Emission from Ni(110)”. *Physical Review Letters*, **50**(1), 70 (1983).
- [147] E. Kisker, W. Gudat, und K. Schröder. “Observation of a high spin polarization of secondary electrons from single crystal Fe and Co”. *Solid State Communications*, **44**(5), 591 (1982).
- [148] D. E. Eastman. “Photoelectric Work Functions of Transition, Rare-Earth, and Noble Metals”. *Physical Review B*, **2**(1), 1 (1970).
- [149] G. Schönhense und H. C. Siegmann. “Transmission of electrons through ferromagnetic material and applications to detection of electron spin polarization”. *Annalen der Physik*, **2**(5), 465 (1993).
- [150] H. Hopster, R. Raue, und R. Clauberg. “Spin-Flip Stoner Excitations in a Ferromagnet Observed by Inelastic Spin-Polarized Electron Scattering”. *Physical Review Letters*, **53**(7), 695 (1984).
- [151] M. Hammond, G. Fahsold, und J. Kirschner. “Absorption and elastic and inelastic reflection of spin-polarized low-energy electrons from Fe(110)”. *Physical Review B*, **45**(11), 6131 (1992).
- [152] J. Kirschner und S. Suga. “Spin-polarized electron energy-loss spectroscopy and the stoner excitation spectrum of iron”. *Surface Science*, **178**(1-3), 327 (1986).
- [153] D. Venus und J. Kirschner. “Momentum dependence of the Stoner excitation spectrum of iron using spin-polarized electron-energy-loss spectroscopy”. *Physical Review B*, **37**(4), 2199 (1988).
- [154] T. Kohashi, H. Matsuyama, und K. Koike. “A spin rotator for detecting all three magnetization vector components by spin-polarized scanning electron microscopy”. *Review of Scientific Instruments*, **66**(12), 5537 (1995).
- [155] J. Kessler. *Polarized Electrons*. Springer Verlag, Heidelberg, 1976 (1976).
- [156] J. Unguris. *Scanning Electron Microscopy with Polarization Analysis (SEM-PA) and its Applications*, Band 36. Academic Press, San Diego, CA (2000).

- [157] P. Horowitz und W. Hill. *Die hohe Schule der Elektronik 1*. Elektro-Verlag GmbH, Aachen (1996). ISBN 3-89576-024-2.
- [158] R. Frömter. “Private Communication” (2012).
- [159] J. Kirschner, H. Engelhard, und D. Hartung. “An evaporation source for ion beam assisted deposition in ultrahigh vacuum”. *Review of Scientific Instruments*, **73**(11), 3853 (2002).
- [160] A. Assa’d und M. E. Gomati. “Backscattering coefficients for low energy electrons”. *Scanning Microscopy*, **12**(1), 185 (1998).
- [161] A. Galejs und P. Rose. “Optics of electrostatic accelerator tubes”. In A. Septier, Hg., “Focusing of Charged Particles”, Academic Press, New York, 2 Auflage (1967). ISBN 978-0-12-636901-4.
- [162] V. Zworykin, G. Morton, E. Ramberg, J. Hillier, und A. Vance. *Electron Optics and the Electron Microscope*. Wiley, New York (1945). ISBN 0-19-851278-3.
- [163] J. Lawson. *The Physics of Charged Particle Beams*. Clarendon Press, Oxford (1988).
- [164] F. Hinterberger. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. Springer-Verlag, Berlin (1997). ISBN 3-540-75281-1.
- [165] M. Seah und M. Anthony. “An atomic standard to calibrate analyser modulation in AES”. *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena*, **32**(1), 87 (1983).
- [166] F. Lofink, S. Hankemeier, R. Frömter, J. Kirschner, und H. P. Oepen. “Long-time stability of a low-energy electron diffraction spin polarization analyzer for magnetic imaging”. *Review of Scientific Instruments*, **83**(2), 23708 (2012).
- [167] K. Zakeri, T. R. F. Peixoto, Y. Zhang, J. Prokop, und J. Kirschner. “On the preparation of clean tungsten single crystals”. *Surface Science*, **604**(2), L1 (2010).
- [168] C. J. Powell und a. Jablonski. “Evaluation of Calculated and Measured Electron Inelastic Mean Free Paths Near Solid Surfaces”. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, **28**(1), 19 (1999).
- [169] W. A. Seah, M. P. and Dench. “Quantitative electron spectroscopy of surfaces: A standard data base for electron inelastic mean free paths in solids”. *Surface and Interface Analysis*, **1**(1), 2 (1979).
- [170] S. Tanuma, C. J. Powell, und D. R. Penn. “Calculations of electron inelastic mean free paths. IX. Data for 41 elemental solids over the 50 eV to 30 keV range”. *Surface and Interface Analysis*, **43**(3), 689 (2011).

- [171] H. Hopster. “Spin dependent mean-free path of low-energy electrons in ferromagnetic materials”. *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena*, **98-99**, 17 (1999).
- [172] V. P. Zhukov und E. V. Chulkov. “The femtosecond dynamics of electrons in metals”. *Physics-Uspekhi*, **52**(2), 105 (2009).
- [173] J. Hong und D. Mills. “Spin dependence of the inelastic electron mean free path in Fe and Ni: Explicit calculations and implications”. *Physical Review B*, **62**(9), 5589 (2000).
- [174] D. Abraham und H. Hopster. “Magnetic probing depth in spin-polarized secondary electron spectroscopy”. *Physical Review Letters*, **58**(13), 1352 (1987).
- [175] T. VanZandt und R. Browning. “Determination of spin-polarized secondary-electron escape depth through oxidation of iron”. *Journal of Applied Physics*, **68**(11), 5835 (1990).
- [176] T. VanZandt, R. Browning, und M. Landolt. “Iron overlayer polarization enhancement technique for spin-polarized electron microscopy”. *Journal of Applied Physics*, **69**(3), 1564 (1991).
- [177] National Physical Laboratory. “Sputter Yield Values”.
- [178] B. J. McMorran, A. C. Cochran, R. K. Dumas, K. Liu, P. Morrow, D. T. Pierce, und J. Unguris. “Measuring the effects of low energy ion milling on the magnetization of Co/Pd multilayers using scanning electron microscopy with polarization analysis”. *Journal of Applied Physics*, **107**(9) (2010).
- [179] F. Bitter. “Experiments on the Nature of Ferromagnetism”. *Physical Review*, **41**(4), 507 (1932).
- [180] J. Jelli, K. Lebecki, S. Hankemeier, R. Frömter, H. Oepen, und U. Nowak. “Magnetic domain structure in coupled rectangular nanostructures”. *IEEE Transactions on Magnetics*, **X**(X), 1 (2012).
- [181] J. Jelli, K. M. Lebecki, S. Hankemeier, R. Frömter, H. P. Oepen, und U. Nowak. “Magnetic Domain Structure in Coupled Rectangular Nanostructures”. *IEEE Transactions on Magnetics*, **49**(3), 1077 (2013).
- [182] D. Yu, C. Math, M. Meier, M. Escher, G. Rangelov, und M. Donath. “Characterisation and application of a SPLEED-based spin polarisation analyser”. *Surface Science*, **601**(24), 5803 (2007).
- [183] J. SAWLER und D. VENUS. “ELECTRON POLARIMETER BASED ON SPIN-POLARIZED LOW-ENERGY ELECTRON-DIFFRACTION”. *REVIEW OF SCIENTIFIC INSTRUMENTS*, **62**(10), 2409 (1991).

- [184] R. Cortenraad, S. N. Ermolov, V. N. Semenov, A. W. D. van der Gon, V. G. Glebovsky, S. I. Bozhko, und H. H. Brongersma. "Growth, characterisation and surface cleaning procedures for high-purity tungsten single crystals". *Journal of Crystal Growth*, **222**(1-2), 154 (2001).
- [185] J. Kirschner. "Temperature effects in spin-polarized low-energy electron diffraction from ferromagnets: Fe(110)". *Physical Review B*, **30**(1), 415 (1984).
- [186] D. A. King und G. Thomas. "Displacive surface phases formed by hydrogen chemisorption on W {001}". *Surface Science*, **92**(1), 201 (1980).
- [187] K. Yonehara und L. D. Schmidt. "A LEED study of structures produced by H₂ on (100) W". *Surface Science*, **25**(2), 238 (1971).
- [188] K. Christmann. "Interaction of hydrogen with solid surfaces". *Surface Science Reports*, **9**(1-3), 1 (1988).
- [189] R. A. Barker. "Surface structures and phase diagram for the H/W(001) chemisorption system". *The Journal of Chemical Physics*, **74**(2), 1442 (1981).
- [190] G.-C. Wang, J. Unguris, D. Pierce, und R. J. Celotta. "Pleed study of temperature and hydrogen induced reconstruction and reordering of W(100)". *Surface Science*, **114**(2-3), L35 (1982).
- [191] T. Kohashi, M. Konoto, und K. Koike. "Systematic experiment of Mott scattering". *Japanese Journal of Applied Physics*, **45**(8A), 6468 (2006).
- [192] K. Jost, F. Kaussen, und J. Kessler. "Efficient low-energy Mott analyser in comparison with other methods for polarisation analysis". *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, **14**(6), 735 (1981).
- [193] J. Van Klinken. "Double scattering of electrons". *Nuclear Physics*, **75**(1), 161 (1966).
- [194] R. Frömter, H. Oepen, und J. Kirschner. "A miniaturized detector for high-resolution SEMPA". *Applied Physics A: Materials Science & Processing*, **76**(6), 869 (2003).
- [195] M. R. Scheinfein, D. T. Pierce, J. Unguris, J. J. McClelland, R. J. Celotta, und M. H. Kelley. "Improved low-energy diffuse scattering electron-spin polarization analyzer". *Review of Scientific Instruments*, **60**(1), 1 (1989).
- [196] T. Kohashi und K. Koike. "A Spin-Polarized Scanning Electron Microscope with 5-nm Resolution". *Japanese Journal of Applied Physics*, **40**(Part 2, No. 11B), L1264 (2001).
- [197] R. Bäcker und G. Hörz. "Scanning tunneling microscopic investigations of the adsorption and segregation of carbon and sulfur on nickel single crystal surfaces". *Fresenius' Journal of Analytical Chemistry*, **353**(5-8), 757 (1995).

-
- [198] Y. S. Dedkov, M. Fonin, und C. Laubschat. “A possible source of spin-polarized electrons: The inert graphene/Ni(111) system”. *Applied Physics Letters*, **92**(5), 052506 (2008).
- [199] B. Elschner und W. Andrä. “Magnetische Elementarbezirke”. *Fortschritte der Physik*, **3**(4-5), 163 (1955).
- [200] U. Kaiser. *Magnetische Austauschkraftmikroskopie*. Doktorarbeit, University of Hamburg (2007).
- [201] A. Grüneis, K. Kummer, und D. V. Vyalikh. “Dynamics of graphene growth on a metal surface: a time-dependent photoemission study”. *New Journal of Physics*, **11**(7), 073050 (2009).
- [202] G. Bertoni, L. Calmels, A. Altibelli, und V. Serin. “First-principles calculation of the electronic structure and EELS spectra at the graphene/Ni(111) interface”. *Physical Review B*, **71**(7), 1 (2005).
- [203] S. Hankemeier. *The Magnetic Fine Structure of Thin-Film Elements Dissertation*. Doktorarbeit, Universität Hamurg (2010).
- [204] J. Wintterlin, J. Wiechers, H. Brune, T. Gritsch, H. Höfer, und R. Behm. “Atomic-Resolution Imaging of Close-Packed Metal Surfaces by Scanning Tunneling Microscopy”. *Physical Review Letters*, **62**(1), 59 (1989).
- [205] L. V. Dzemiantsova, M. Karolak, F. Lofink, A. Kubetzka, B. Sachs, K. von Bergmann, S. Hankemeier, T. O. Wehling, R. Frömter, H. P. Oepen, A. I. Lichtenstein, und R. Wiesendanger. “Multiscale magnetic study of Ni(111) and graphene on Ni(111)”. *Physical Review B*, **84**(20), 205431 (2011).
- [206] Y. Gamo, A. Nagashima, M. Wakabayashi, M. Terai, und C. Oshima. “Atomic structure of monolayer graphite formed on Ni(111)”. *Surface Science*, **374**(1-3), 61 (1997).
- [207] M. Fuentes-Cabrera, M. Baskes, A. Melechko, und M. Simpson. “Bridge structure for the graphene/Ni(111) system: A first principles study”. *Physical Review B*, **77**(3), 035405 (2008).
- [208] M. Scheinfein, J. Unguris, M. Aeschlimann, D. Pierce, und R. Celotta. “Scanning electron microscopy with polarization analysis (SEMPA) - studies of domains, domain walls and magnetic singularities at surfaces and in thin films”. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **93**, 109 (1991).
- [209] A. E. LaBonte. “Two-Dimensional Bloch-Type Domain Walls in Ferromagnetic Films”. *Journal of Applied Physics*, **40**(6), 2450 (1969).
- [210] J. Franse und M. Soroan. “Pressure dependence of the magnetic anisotropy energy of nickel between 300 K and 4.2 K”. *Solid State Communications*, **9**(23), 2053 (1971).
-

- [211] J. Franse und G. De Vries. “The magnetocrystalline anisotropy energy of nickel”. *Physica*, **39**(4), 477 (1968).
- [212] W. M. Haynes. *CRC Handbook of Chemistry and Physics*. 94. Taylor & Francis Inc. (2013). ISBN 978-1-4665-7114-3.
- [213] M. Ruhrig, B. Khamsehpour, K. Kirk, J. Chapman, P. Aitchison, S. McVitie, und C. Wilkinson. “The fabrication and magnetic properties of acicular magnetic nano-elements”. *IEEE Transactions on Magnetics*, **32**(5), 4452 (1996).
- [214] H. Youk, G.-W. Chern, K. Merit, B. Oppenheimer, und O. Tchernyshyov. “Composite domain walls in flat nanomagnets: The magnetostatic limit”. *Journal of Applied Physics*, **99**(8), 08B101 (2006).
- [215] R. McMichael und M. Donahue. “Head to head domain wall structures in thin magnetic strips”. *IEEE Transactions on Magnetics*, **33**(5), 4167 (1997).
- [216] a. Thiaville, Y. Nakatani, F. Piéchon, J. Miltat, und T. Ono. “Transient domain wall displacement under spin-polarized current pulses”. *The European Physical Journal B*, **60**(1), 15 (2007).
- [217] M. Kläui. “Head-to-head domain walls in magnetic nanostructures”. *Journal of Physics: Condensed Matter*, **20**(31), 313001 (2008).
- [218] M. Kläui, H. Ehrke, U. Rüdiger, T. Kasama, R. E. Dunin-Borkowski, D. Backes, L. J. Heyderman, C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland, G. Faini, E. Cambril, und W. Wernsdorfer. “Direct observation of domain-wall pinning at nanoscale constrictions”. *Applied Physics Letters*, **87**(10), 102509 (2005).
- [219] G. S. D. Beach, C. Nistor, C. Knutson, M. Tsoi, und J. L. Erskine. “Dynamics of field-driven domain-wall propagation in ferromagnetic nanowires.” *Nature materials*, **4**(10), 741 (2005).
- [220] M. Hayashi, L. Thomas, C. Rettner, R. Moriya, und S. S. P. Parkin. “Direct observation of the coherent precession of magnetic domain walls propagating along permalloy nanowires”. *Nature Physics*, **3**(1), 21 (2006).
- [221] T. Ono. “Propagation of a Magnetic Domain Wall in a Submicrometer Magnetic Wire”. *Science*, **284**(5413), 468 (1999).
- [222] D. Atkinson, D. A. Allwood, G. Xiong, M. D. Cooke, C. C. Faulkner, und R. P. Cowburn. “Magnetic domain-wall dynamics in a submicrometre ferromagnetic structure.” *Nature materials*, **2**(2), 85 (2005).
- [223] Y. Nakatani, A. Thiaville, und J. Miltat. “Faster magnetic walls in rough wires.” *Nature materials*, **2**(8), 521 (2003).
- [224] A. Yamaguchi, T. Ono, S. Nasu, K. Miyake, K. Mibu, und T. Shinjo. “Real-Space Observation of Current-Driven Domain Wall Motion in Submicron Magnetic Wires”. *Physical Review Letters*, **92**(7), 1 (2004).

- [225] M. Kläui, C. Vaz, J. Bland, W. Wernsdorfer, G. Faini, E. Cambril, L. Heyderman, F. Nolting, und U. Ruediger. “Controlled and Reproducible Domain Wall Displacement by Current Pulses Injected into Ferromagnetic Ring Structures”. *Physical Review Letters*, **94**(10), 1 (2005).
- [226] P. M. Levy und S. Zhang. “Resistivity due to Domain Wall Scattering”. *Physical Review Letters*, **79**(25), 5110 (1997).
- [227] U. Ebels, A. Radulescu, Y. Henry, L. Piraux, und K. Ounadjela. “Spin accumulation and domain wall magnetoresistance in 35 nm Co wires”. *Physical review letters*, **84**(5), 983 (2000).
- [228] U. Ruediger, J. Yu, S. Zhang, A. Kent, und S. S. P. Parkin. “Negative Domain Wall Contribution to the Resistivity of Microfabricated Fe Wires”. *Physical Review Letters*, **80**(25), 5639 (1998).
- [229] A. D. Kent, J. Yu, U. Rüdiger, und S. S. P. Parkin. “Domain wall resistivity in epitaxial thin film microstructures”. *Journal of Physics: Condensed Matter*, **13**(25), R461 (2001).
- [230] M. Kläui, C. Vaz, J. Rothman, J. Bland, W. Wernsdorfer, G. Faini, und E. Cambril. “Domain Wall Pinning in Narrow Ferromagnetic Ring Structures Probed by Magnetoresistance Measurements”. *Physical Review Letters*, **90**(9), 097202 (2003).
- [231] D. Backes, C. Schieback, M. Kläui, F. Junginger, H. Ehrke, P. Nielaba, U. Ruediger, L. J. Heyderman, C. S. Chen, T. Kasama, R. E. Dunin-Borkowski, C. A. F. Vaz, und J. A. C. Bland. “Transverse domain walls in nanoconstrictions”. *Applied Physics Letters*, **91**(11), 112502 (2007).
- [232] L. K. Bogart, D. Atkinson, K. O’Shea, D. McGrouther, und S. McVitie. “Dependence of domain wall pinning potential landscapes on domain wall chirality and pinning site geometry in planar nanowires”. *Physical Review B*, **79**(5), 1 (2009).
- [233] C. W. Sandweg, N. Wiese, D. McGrouther, S. J. Hermsdoerfer, H. Schultheiss, B. Leven, S. McVitie, B. Hillebrands, und J. N. Chapman. “Direct observation of domain wall structures in curved permalloy wires containing an antinotch”. *Journal of Applied Physics*, **103**(9), 093906 (2008).
- [234] M. Donolato, F. Lofink, S. Hankemeier, J. M. Porro, H. P. Oepen, und P. Vavassori. “Characterization of domain wall-based traps for magnetic beads separation”. *Journal of Applied Physics*, **111**(7), 07B336 (2012).
- [235] A. O. Adeyeye und N. Singh. “Large area patterned magnetic nanostructures”. *Journal of Physics D: Applied Physics*, **41**(15), 153001 (2008).
- [236] A. Adeyeye, J. Bland, C. Daboo, und D. Hasko. “Magnetostatic interactions and magnetization reversal in ferromagnetic wires”. *Physical Review B*, **56**(6), 3265 (1997).

- [237] Y. Stark, R. Frömter, D. Stickler, und H. P. Oepen. “Sputter yields of single- and polycrystalline metals for application in focused ion beam technology”. *Journal of Applied Physics*, **105**(1), 013542 (2009).
- [238] A. Yang, H. Imrane, J. Lou, J. Kirkland, C. Vittoria, N. Sun, und V. G. Harris. “Effects of boron addition to the atomic structure and soft magnetic properties of FeCoB films”. *Journal of Applied Physics*, **103**(7), 07E736 (2008).
- [239] E. Feldtkeller. “Ripple Hysteresis in Thin Magnetic Films”. *Journal of Applied Physics*, **34**(9), 2646 (1963).
- [240] H. B. Callen, R. L. Coren, und W. D. Doyle. “Magnetization Ripple and Arctic Foxes”. *Journal of Applied Physics*, **36**(3), 1064 (1965).
- [241] K. J. Harte. “Theory of Magnetization Ripple in Ferromagnetic Films”. *Journal of Applied Physics*, **39**(3), 1503 (1968).
- [242] S. Hankemeier, A. Kobs, R. Frömter, und H. P. Oepen. “Controlling the properties of vortex domain walls via magnetic seeding fields”. *Physical Review B*, **82**(6), 064414 (2010).
- [243] X. Liu, R. Sooryakumar, C. J. Gutierrez, und G. A. Prinz. “Exchange stiffness and magnetic anisotropies in bcc Fe_{1-x}Co_x alloys”. *Journal of Applied Physics*, **75**(10), 7021 (1994).
- [244] M. Donahue und R. McMichael. “Exchange energy representations in computational micromagnetics”. *Physica B: Condensed Matter*, **233**(4), 272 (1997).
- [245] O. Tchernyshyov und G.-W. Chern. “Fractional Vortices and Composite Domain Walls in Flat Nanomagnets”. *Physical Review Letters*, **95**(19), 1 (2005).
- [246] G.-W. Chern, H. Youk, und O. Tchernyshyov. “Topological defects in flat nanomagnets: The magnetostatic limit”. *Journal of Applied Physics*, **99**(8), 08Q505 (2006).
- [247] P. M. Chaikin und L. T.C. *Principles of condensed matter physics*. Cambridge University Press, Cambridge (1995). ISBN 0521794501.
- [248] A. Aharoni. “Local” Demagnetization in a Rectangular Ferromagnetic Prism”. *Physica Status Solidi (b)*, **229**(3), 1413 (2002).
- [249] A. Aharoni. “Demagnetizing factors for rectangular ferromagnetic prisms”. *Journal of Applied Physics*, **83**(6), 3432 (1998).
- [250] R. McMichael und M. Donahue. “Head to head domain wall structures in thin magnetic strips”. *IEEE Transactions on Magnetics*, **33**(5), 4167 (1997).
- [251] M. Hayashi, L. Thomas, C. Rettner, R. Moriya, X. Jiang, und S. S. P. Parkin. “Dependence of Current and Field Driven Depinning of Domain Walls on Their Structure and Chirality in Permalloy Nanowires”. *Physical Review Letters*, **97**(20), 1 (2006).

- [252] W. C. Uhlig, M. J. Donahue, D. T. Pierce, und J. Unguris. “Direct imaging of current-driven domain walls in ferromagnetic nanostripes”. *Journal of Applied Physics*, **105**(10), 103902 (2009).
- [253] D. McGrouther, S. McVitie, J. N. Chapman, und A. Gentils. “Controlled domain wall injection into ferromagnetic nanowires from an optimized pad geometry”. *Applied Physics Letters*, **91**(2), 022506 (2007).
- [254] K. J. O’Shea, S. McVitie, J. N. Chapman, und J. M. R. Weaver. “Direct observation of changes to domain wall structures in magnetic nanowires of varying width”. *Applied Physics Letters*, **93**(20), 202505 (2008).
- [255] M. Bode, O. Pietzsch, A. Kubetzka, W. Wulfhekel, D. McGrouther, S. McVitie, und J. Chapman. “Comment on Three-Dimensional, Spin-Resolved Structure of Magnetic Vortex and Antivortex States in Patterned Co Films Using Scanning Ion Microscopy with Polarization Analysis”. *Physical Review Letters*, **100**(2), 29703 (2008).
- [256] E. J. Torok, A. L. Olson, und H. N. Oredson. “Transition between Bloch and Néel Walls”. *Journal of Applied Physics*, **36**(4), 1394 (1965).
- [257] S. Middelhoek. “Constriction of Hard Direction Hysteresis Loops in Thin Permalloy Films”. *Journal of Applied Physics*, **33**(3), 1111 (1962).
- [258] M. Kläui, C. A. F. Vaz, J. A. C. Bland, L. J. Heyderman, F. Nolting, A. Pavlovskaya, E. Bauer, S. Cherifi, S. Heun, und A. Locatelli. “Head-to-head domain-wall phase diagram in mesoscopic ring magnets”. *Applied Physics Letters*, **85**(23), 5637 (2004).
- [259] Y. Nakatani, A. Thiaville, und J. Miltat. “Head-to-head domain walls in soft nano-strips: a refined phase diagram”. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, **290-291**, 750 (2005).
- [260] P. Vavassori, V. Metlushko, B. Ilic, M. Gobbi, M. Donolato, M. Cantoni, und R. Bertacco. “Domain wall displacement in Py square ring for single nanometric magnetic bead detection”. *Applied Physics Letters*, **93**(20), 203502 (2008).
- [261] L. Helseth, T. Fischer, und T. Johansen. “Domain Wall Tip for Manipulation of Magnetic Particles”. *Physical Review Letters*, **91**(20), 208302 (2003).
- [262] L. Helseth, T. Fischer, und T. Johansen. “Paramagnetic beads surfing on domain walls”. *Physical Review E*, **67**(4), 042401 (2003).
- [263] P. Vavassori, M. Gobbi, M. Donolato, M. Cantoni, R. Bertacco, V. Metlushko, und B. Ilic. “Magnetic nanostructures for the manipulation of individual nanoscale particles in liquid environments (invited)”. *Journal of Applied Physics*, **107**(9), 09B301 (2010).

- [264] M. Donolato, A. Torti, N. Kostesha, M. Deryabina, E. Sogne, P. Vavassori, M. F. Hansen, and R. Bertacco. “Magnetic domain wall conduits for single cell applications.” *Lab on a chip*, **11**(17), 2976 (2011).
- [265] G. Vieira, T. Henighan, A. Chen, A. Hauser, F. Yang, J. Chalmers, and R. Sooryakumar. “Magnetic Wire Traps and Programmable Manipulation of Biological Cells”. *Physical Review Letters*, **103**(12), 128101 (2009).
- [266] T. Klein, D. Dorroh, Y. Li, and J.-p. Wang. “Quantitative analysis of interaction between domain walls and magnetic nanoparticles”. *Journal of Applied Physics*, **109**(7), 07D506 (2011).
- [267] M. T. Bryan, J. Dean, T. Schrefl, F. E. Thompson, J. Haycock, and D. A. Allwood. “The effect of trapping superparamagnetic beads on domain wall motion”. *Applied Physics Letters*, **96**(19), 192503 (2010).

Publikationsliste und Konferenzbeiträge

Veröffentlicht

F. Lofink, S. Marauska, M. Claus, B. Wagner, R. Jahns, R. Knöchel, Ch. Kirchhof, and E. Quandt, “MEMS based magnetoelectric field sensor characteristics under vacuum and after heat treatment”, Proceedings: MikroSystemTechnik Kongress, 2013, ISBN 978-3-8007-3555-6

M. Donolato, F. Lofink, S. Hankemeier, J.M. Porro, H.P. Oepen, and P. Vavasori, “Characterization of domain wall-based traps for magnetic beads separation”, *J. Appl. Phys.* **111**, 07B336, (2012).

F. Lofink, S. Hankemeier, A. Kobs, R. Frömter, and H.P. Oepen, “Domain Walls in V-shaped Nanowires”, MRS Spring Meeting, San Francisco, 2012

F. Lofink, S. Hankemeier, R. Frömter, J. Kirschner, and H.P. Oepen, “Long-time stability of a low-energy electron diffraction spin polarization analyzer for magnetic imaging”, *Rev. Sci. Instrum.* **83**, 023708, (2012).

L. V. Dzemiantsova, M. Karolak, F. Lofink, A. Kubetzka, B. Sachs, K. von Bergmann, S. Hankemeier, T. O. Wehling, R. Frömter, H. P. Oepen, A. I. Lichtenstein, and R. Wiesendanger, “Multiscale magnetic study of Ni(111) and graphene on Ni(111)”, *Phys. Rev. B* **84**, 205431, (2011).

F. Lofink, R. Frömter, S. Hankemeier, and H.P. Oepen, “Improved spin-SEM for high-quality imaging of magnetic structures”, DPG Frühjahrstagung, Regensburg, 2010

J. T. Lau, K. Hirsch, P. Klar, A. Langenberg, F. Lofink, R. Richter, J. Rittmann, M. Vogel, V. Zamudio-Bayer, T. Möller, B. v. Issendorff, “X-ray spectroscopy reveals high symmetry and electronic shell structure of transition-metal-doped silicon clusters”, *Phys. Rev. A* **79**(5), 053201, (2009).

J. T. Lau, J. Rittmann, V. Zamudio-Bayer, M. Vogel, K. Hirsch, P. Klar, F. Lofink, T. Möller, B. v. Issendorff, “X-ray spectroscopy reveals high symmetry and electronic shell structure of transition-metal-doped silicon clusters”, *Phys. Rev. Lett.* **101**(15), 153401, (2008).

In Vorbereitung

F. Lofink, A. Kobs, S. Hankemeier, and H.P. Oepen, “Domain walls in V-shaped nanowires”, einzureichen bei *Phys. Rev. B* in 2014

E. C. Corredor, J. I. Arnaudas, M. Ciria, F. Lofink, R. Frömter, and H. P. Oepen, “Strain induced spin reorientation of bcc Fe films grown on Cu(001)”, einzureichen bei *Phys. Rev. B* in 2014