

Lichtinduzierte magnetische Defekte in ultradünnen Filmen

Dissertation

zur Erlangung

des mathematisch-naturwissenschaftlichen Doktorgrades

„Doctor rerum naturalium“

der Georg-August-Universität Göttingen

im Promotionsprogramm ProPhys

der Georg-August University School of Science (GAUSS)

vorgelegt von

Tim Eggebrecht

aus Osterholz-Scharmbeck

Göttingen, 2017

Betreuungsausschuss

Prof. Dr. Konrad Samwer

I. Physikalisches Institut, Georg-August-Universität, Göttingen

Prof. Dr. Claus Ropers

IV. Physikalisches Institut, Georg-August-Universität, Göttingen

Prof. Dr. Markus Münzenberg

Institut für Physik, Ernst-Moritz-Arndt-Universität, Greifswald

Mitglieder der Prüfungskommission

Referent: Prof. Dr. Konrad Samwer

I. Physikalisches Institut, Georg-August-Universität, Göttingen

Korreferent: Prof. Dr. Sascha Schäfer

Institut für Physik, Carl von Ossietzky Universität, Oldenburg

weitere Mitglieder der Prüfungskommission:

Prof. Dr. Claus Ropers

IV. Physikalisches Institut, Georg-August-Universität, Göttingen

Prof. Dr. Markus Münzenberg

Institut für Physik, Ernst-Moritz-Arndt-Universität, Greifswald

Prof. Dr. Vasily Moshnyaga

I. Physikalisches Institut, Georg-August-Universität, Göttingen

Prof. Dr. Hans Christian Hofsäss

II. Physikalisches Institut, Georg-August-Universität, Göttingen

Tag der mündlichen Prüfung: 22. Januar 2018

Inhaltsverzeichnis

| | |
|--|-----------|
| 1. Einleitung | 1 |
| 2. Theoretische Konzepte | 5 |
| 2.1. Magnetismus | 5 |
| 2.1.1. Historische Einleitung | 5 |
| 2.1.2. Makroskopische Größen | 6 |
| 2.1.3. Magnetismus von Elektronen | 8 |
| 2.1.4. Energiebeiträge zur Domänenordnung | 10 |
| 2.1.4.1. Austauschwechselwirkung | 10 |
| 2.1.4.2. Entmagnetisierungsenergie | 11 |
| 2.1.4.3. Anisotropien | 12 |
| 2.1.5. Domänenwände in ultradünnen Filmen | 16 |
| 2.2. Topologische Defekte | 17 |
| 2.2.1. Charakterisierung | 18 |
| 2.2.2. Windungszahlen | 20 |
| 2.3. Kibble-Zurek-Mechanismus | 24 |
| 2.3.1. Symmetriebrechung | 25 |
| 2.3.2. Landau-Theorie | 25 |
| 2.3.3. Defektstrukturen im frühen Universum | 28 |
| 2.3.4. Defektstrukturen in kondensierter Materie | 29 |
| 3. Experimentelle Methoden | 33 |
| 3.1. Probenherstellung und -charakterisierung | 33 |
| 3.2. Versuchsaufbau | 36 |
| 3.2.1. Lasersystem | 37 |
| 3.2.2. Transmissionselektronenmikroskop | 38 |
| 3.2.3. Laserstrahlcharakteristik auf der Probe | 39 |
| 3.3. Lorentz-Mikroskopie | 42 |
| 3.3.1. Fresnel-Modus | 43 |
| 3.3.2. Magnetischer Kontrast | 45 |

| | |
|---|------------|
| 4. Modellierung | 47 |
| 4.1. Rekonstruktion der Magnetisierung | 47 |
| 4.1.1. Theoretische Herleitung | 47 |
| 4.1.2. Praktische Anwendung und Besonderheiten | 49 |
| 4.2. Thermisches Modell | 52 |
| 4.3. XY-Modell | 57 |
| 4.3.1. Grundlagen | 57 |
| 4.3.2. Quantitative Ergebnisse | 60 |
| 5. Lichtinduzierte magnetische Texturen in CoFeB-Filmen | 65 |
| 5.1. Homogene Filme | 65 |
| 5.2. Strukturierte Filme | 69 |
| 6. Lichtinduzierte Vortex-Antivortex-Netzwerke in Eisenfilmen | 75 |
| 6.1. Erzeugung von Vortex-Antivortex-Netzwerken | 75 |
| 6.2. Vortex- und Antivortexlokalisation für quantitative Auswertung | 78 |
| 6.3. Fluenzabhängige Messungen | 80 |
| 6.4. Defektkorrelationen | 82 |
| 6.5. Effekte im Membranrandbereich | 87 |
| 6.6. Netzwerkannihilation | 88 |
| 7. Zusammenfassung der Ergebnisse und Ausblick | 93 |
| A. Anhang | 97 |
| A.1. Skripte für Rekonstruktion | 97 |
| A.1.1. Rekonstruktion der Magnetisierung | 97 |
| A.1.2. Entfernen des Offsets | 98 |
| A.2. Skripte für XY-Modell | 99 |
| A.2.1. Monte-Carlo-Schritt | 99 |
| A.2.2. Lokalisation der Vortex- und Antivortexkerne | 100 |
| A.3. Skript für Lokalisation von rechtsdrehenden Vortices | 101 |
| A.4. Skripte für Paarverteilungsfunktion | 102 |
| A.4.1. Berechnung der Defektabstände | 102 |
| A.4.2. Berechnung der Pixelverteilung | 103 |
| A.4.3. Berechnung der Paarverteilungsfunktion | 103 |
| A.5. Lorentz-Aufnahmen | 105 |
| Literaturverzeichnis | 107 |

Danksagung

117

1. Einleitung

Magnetische dünne Filme bieten eine Vielzahl von Anwendungsgebieten, die vor allem in der Informationstechnologie ausgenutzt werden. Dies hat einen einfachen logischen Grund: Allgemein besitzen Magneten einen Nord- und einen Südpol, die immer zusammen auftreten. Dadurch ist ein physikalisches System gegeben, welches die kleinste Maßeinheit in der Informatik – das Bit – direkt abbilden kann. So ist es naheliegend, dass in modernen Festplatten kleine magnetische Bereiche, die senkrecht zur Schicht nach oben oder nach unten polarisiert werden können, die beiden Zustände des Bits – 1 oder 0 – darstellen. Bei Verkleinerung der magnetischen Bereiche treten jedoch Probleme auf. So konkurriert die thermische Anregung mit der magnetischen Anisotropieenergie, sodass der magnetische Zustand ab einer bestimmten Strukturgröße instabil wird und sich mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit umkehren kann. Um die Speicherdichte weiter erhöhen zu können, werden deshalb Materialien verwendet, die eine besonders hohe Anisotropieenergie aufweisen. Die magnetische Feldstärke des Schreibkopfs kann jedoch nicht beliebig erhöht werden, sodass sich ab einem bestimmten Punkt die einzelnen Bereiche nicht mehr beschreiben lassen. Ein Lösungsansatz dafür ist das 2002 vorgestellte und in den kommenden Jahren bei Festplatten eingesetzte *Heat-Assisted Magnetic Recording* [MTM⁺02, RBB⁺06, KGM⁺08]. Bei diesem Verfahren wird mittels Laser der zu beschreibende Bereich temporär erhitzt, wodurch die Ummagnetisierungsenergie gesenkt und ein Beschreiben wieder möglich wird. Lichtinduzierte Effekte in magnetischen Schichten sind daher in der aktuellen Forschung und Industrie von grundlegender Relevanz. Weiterführend hierzu kann der 2007 in der Gruppe von T. RASING entdeckte Effekt des *All Optical Switching* genannt werden [SHK⁺07, LMV⁺14]. Dort wurde gezeigt, dass die Magnetisierung in Dünnschichtsystemen abhängig von der Polarisationsrichtung des Lichts mit Femtosekundenlaserpulsen opto-magnetisch geschaltet werden kann. Dabei wird die Fluenz so gewählt, dass sich der angeregte Bereich knapp unterhalb der Curie-Temperatur erhitzt. Das Experiment und die auftretenden Nichtgleichgewichtszustände weisen viele Analogien zu den Untersuchungen dieser Arbeit auf.

Einen weiteren Motivationszweig im Zusammenhang mit dieser Arbeit bilden

magnetische topologische Defekte wie z. B. Domänenwände, Vortices oder Skyrmionen. Diese haben im Vergleich zu einer homogenen Magnetisierung den Vorteil besonders stabil gegenüber äußeren Störungen zu sein, weil sie nicht durch eine kontinuierliche Transformation in einen defektfreien Zustand übergeführt werden können. Dabei weisen Vortices in Eisen Kernradien von nur ~ 5 nm auf [WWB⁺02, MT02], wodurch eine Anwendung in der Informationstechnik für Speichertechnologien vorstellbar ist. Einer der ersten erfolgreichen Ansätze topologische Defekte in diesem Bereich einzusetzen, ist der 2008 von S. S. P. PARKIN et al. vorgestellte Racetrack-Speicher [PHT08, PY15]. Dieser nutzt magnetische Nanodrähte, welche Domänen unterschiedlicher Magnetisierungsrichtung beherbergen. Die Domänenwände werden über gepulste spinpolarisierte Ströme an eine Lese- bzw. Schreibeinheit vorbeigetrieben, sodass der Draht als Schieberegister fungiert. Diese Technologie hat das Potential den hohen Datendurchsatz von konventionellen Halbleiterlaufwerken mit den geringen Kosten von magnetischen Festplatten zu vereinen.

Allgemein können magnetische Defektt Texturen aufgrund verschiedener Wechselwirkungen auftreten. So werden Vortices beispielsweise durch die Formanisotropie in Mikro- bzw. Nanostrukturen hervorgerufen [SOH⁺00, WWB⁺02, URD⁺05, SPB⁺10, PHB⁺12]. Skyrmionen können über intrinsische Wechselwirkungen stabilisiert werden [RBP06, NT13], wobei als prominentes Beispiel die chirale Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung von Bedeutung ist. In helimagnetischen Systemen kann jene geordnete Skyrmionengitter hervorrufen [MBJ⁺09, YOK⁺10, HBM⁺11]. Es gibt dabei verschiedene Möglichkeiten zur Manipulation der Defekte, wie die schon genannten (spinpolarisierten) Ströme [KVB⁺05, PHT08, YKN⁺07, JUZ⁺15], Magnetfelder [VWPS⁺06, BMS⁺15], thermische Gradienten [BSW12, SRHN14] und auch optische Anregungen [FSK⁺13]. Es wurde bei von Permalloymikrostrukturen stabilisierten Vortices bereits beobachtet, dass die topologischen Invarianzen die zeitliche Entwicklung nach der Anregung derart beeinflussen, dass eine Umkehrung der Polarisation nur über Zwischenzustände von Generierungs- und Annihilationsvorgängen eines Vortex-Antivortex-Paares möglich ist [VWPS⁺06, HS06, KWC⁺11].

Diese Arbeit konzentriert sich auf die Erzeugung und Manipulation von magnetischen Defekten mit Fokus auf Vortex-Antivortex-Texturen durch optische Anregung in Form von hochenergetischen Femtosekundenlaserpulsen. Hierbei werden zwei unterschiedliche Materialsysteme – Eisen und Cobalt-Eisen-Bor – als homogene Dünnschichtsysteme auf Siliziumnitridmembranen mittels Transmissionselektronenmikroskopie untersucht. An den CoFeB-Proben werden darüber hinaus Messungen durchgeführt, nachdem sie mithilfe der Ionenfeinstrahltechnik mikrostrukturiert wurden, um durch Formanisotropie verschiedene Defektt Texturen hervorzurufen. Die

Ziele dieser Arbeit sind es zu zeigen, dass magnetische Defekte allgemein und Vortex-Antivortex-Netzwerke im Speziellen durch Einzelpulse in Dünnschichtsystemen bestimmter Geometrie induziert werden können und sich dahinterstehende Prozesse über den Kibble-Zurek-Mechanismus (KZM) begründen lassen.

Um die auftretenden Phänomene verstehen zu können, wird in Kap. 2 ein Einblick in die theoretischen Hintergründe gegeben. Hierbei wird auf die Theorie des Magnetismus allgemein als auch auf die verschiedenen Wechselwirkungen speziell in dünnen Schichten eingegangen. Um ein tiefgreifenderes Verständnis der Effekte zu ermöglichen, werden im Weiteren topologische Defekte eingeführt. Dieses Wissen wird einerseits für die Auswertung der Messdaten benötigt und findet andererseits im KZM Anwendung, welcher im letzten Abschnitt der theoretischen Grundlagen ausführlich erörtert wird. Danach werden in Kap. 3 die verwendeten experimentellen Methoden vorgestellt. Dazu gehören zum einen die Herstellung und Charakterisierung der Proben und zum anderen die Beschreibung des Versuchsaufbaus. Letzterer besteht im Wesentlichen aus dem Lasersystem für die Anregungspulse und dem Transmissionselektronenmikroskop (TEM) zur Datenaufnahme. Dabei wird genauer auf die Abbildungsmethode der Lorentz-Mikroskopie eingegangen, mit welcher in der Ebene magnetisierte Domänen der Probe sichtbar gemacht werden können. Um die in der Theorie postulierten Mechanismen zu untermauern, werden in Kap. 4 bestimmte physikalische Modelle herangezogen. Dabei werden zunächst die theoretischen Grundlagen und die praktische Anwendung der Rekonstruktionsmethode für die Magnetisierungsvektoren anhand der aufgenommenen Lorentz-Mikroskopieaufnahmen erläutert. Darauf folgend wird ein thermisches Modell behandelt, welches auf ultrakurzen Skalen den zeitabhängigen Temperaturverlauf einer Fe-Si₃N₄-Doppelschicht nach Einzelpulsanregung mittels Laser simuliert. Aufgrund der dünnen Schichtdicke der Proben von 10 nm weisen diese eine in der Ebene liegende Magnetisierung auf. Daher werden zusätzlich noch XY-Modell-Simulationen vorgestellt und die hierbei beobachteten Vortex-Antivortex-Netzwerke statistisch untersucht. In Kap. 5 bzw. 6 werden die Messungen an den CoFeB- bzw. Fe-Proben ausgewertet. Die Analyse der CoFeB-Filme teilt sich auf in die unbehandelten Schichten und nach Präparation zu unterschiedlichen Loch- und Inselstrukturen. Anhand der rekonstruierten Magnetisierungen der TEM-Aufnahmen werden bestimmte Defektstrukturen qualitativ ausgewertet. Zusätzlich wird das Pinning-Verhalten von Defekten und deren räumliche Korrelationen über größere Bildreihen quantitativ ergründet. Dies wird analog auch für die Eisenfilme durchgeführt. Des Weiteren werden hier bestimmte – im Anhang vorzufindene – Algorithmen eingesetzt, um Vortices und Antivortices zu identifizieren. Damit werden die Fluenzabhängigkeiten der

Vortex-Antivortex-Netzwerke, die radialen Paarverteilungsfunktionen von verschiedenen Defekttypen und die Netzwerkanihilation statistisch ausgewertet und mit den Simulationsergebnissen aus Kap. 4 verglichen. Zudem werden noch die thermischen Effekte im Membranrandbereich ausgearbeitet. Abschließend werden in Kap. 7 die Ergebnisse zusammengefasst und ein Ausblick auf zukünftige wissenschaftliche Arbeiten in diesem Themengebiet dargelegt.

2. Theoretische Konzepte

Dieses Kapitel arbeitet die theoretischen Konzepte auf, welche dem Verständnis der beobachteten Effekte dienlich sind. Es wird dabei zunächst auf den Magnetismus im Allgemeinen und in dünnen Schichten im Speziellen eingegangen. Dies führt weiter zur mathematischen Charakterisierung mit anschaulichen Beispielen von topologischen Defekten. Diese werden zum einen für die Auswertung benötigt und finden zum anderen im letzten Abschnitt beim Kibble-Zurek-Mechanismus Verwendung, der die auftretenden Defektstrukturen qualitativ beschreiben kann.

2.1. Magnetismus

In diesem Abschnitt sollen die grundlegenden Energiebeiträge und Effekte des Magnetismus, die vor allem für ferromagnetische Mikrostrukturen relevant sind, behandelt werden. Hierzu werden zunächst die makroskopischen Größen eingeführt und dann wird genauer auf ihren mikroskopischen Ursprung eingegangen. Im weiteren Verlauf werden die kollektiven Mechanismen und Wechselwirkungen diskutiert, die zu magnetischen Domänen, Domänenwänden und andere Defektstrukturen führen. Dies wird zum Schluss im Konsens zum Arbeitstitel in die Ausarbeitung von magnetischen topologischen Defekten – insbesondere Vortices und Antivortices – münden.

2.1.1. Historische Einleitung

Anfang des 19. Jahrhunderts wurden erste Konzepte publik, die magnetische Materie ähnlich zu Atomen in Festkörpern als aus kleinsten Einheiten von magnetischen Momenten bestehend beschrieben. Diese Elementarmagnete weisen ihrerseits einen Nord- und einen Südpol auf, welche untrennbar voneinander sind. Auch wenn magnetische Monopole den Maxwell-Gleichungen zu einem strengen Dualsystem zwischen magnetischer und elektrischer Phänomene verhelfen würden, konnten diese bis heute experimentell nicht losgelöst voneinander nachgewiesen werden. Was außerdem gegen Monopole und für Elementarmagnete spricht, ist die magnetische Sättigung in Ferromagneten. Die Magnetisierung kann nicht weiter steigen, wenn alle Elementarmagnete parallel ausgerichtet sind. P. LANGEVIN entwickelte 1905 ein auf

der statistischen Thermodynamik fußendes Modell für den Paramagnetismus mittels unabhängiger Elementarmagnete. Seine Theorie sagte jedoch bei Raumtemperatur ausschließlich einen schwachen magnetischen Effekt voraus, weshalb er eine weitere Wechselwirkung zwischen den Elementarmagneten vorschlug, welche die Diskrepanz zu großen magnetischen Effekten – heutzutage als Ferromagnetismus bekannt – erklären würde. Daraufhin postulierte P.-E. WEISS 1907 analog zu der Kondensation von Gasen und der Rolle der Wechselwirkung von Gasmolekülen untereinander nach J. D. VAN DER WAALS eine magnetische Ordnung. Er erkannte, dass die magnetischen Momente im untersuchten Material auch ohne äußeres Feld in kleinen Bereichen, die als *Domänen* oder *Weissche Bezirke* bezeichnet werden, eine parallele Anordnung bevorzugen, welche sich meist an Kristalliten orientieren. Um das Skalenverhalten qualitativ zu erklären, führte er die Molekularfeldtheorie ein, in der wechselwirkende magnetische Momente als Summe freier Momente in einem externen Feld genähert werden. Unter Anpassung der Wechselwirkungsstärke an die experimentellen Daten, gelang es ihm, mit dieser Theorie erstmals die Magnetisierung als Funktion der Temperatur zu beschreiben. Da die Domänen bei einem Ferromagneten homogen ausgerichtet sind, kann über eine energetisch einfache Verschiebung der Domänenwände (vor allem in weichmagnetischen Materialien) erklärt werden, weshalb sich die Sättigung teilweise schon bei sehr kleinen externen Magnetfeldern einstellt. Die gleichen Feldstärken haben bei einem domänenlosen Paramagneten eine zu vernachlässigende Wirkung. Das hierbei notwendige große „Molekularfeld“ wurde erst 1928 von W. HEISENBERG mittels quantenmechanischer Interpretation als *Austauschwechselwirkung* identifiziert [HS08, S. 2].

2.1.2. Makroskopische Größen

Um Magnetismus quantitativ zu charakterisieren, wird die *Magnetisierung* \mathbf{M} des Materials eingeführt, die sich zu

$$\mathbf{M} = \frac{\mathbf{m}}{V} \quad (2.1)$$

ergibt und das magnetische Moment \mathbf{m} pro betrachtetem Volumen V darstellt, wobei ersteres durch $\mathbf{m} = \sum_i \boldsymbol{\mu}_i$ – der Summe aller atomaren Teilmomente $\boldsymbol{\mu}_i$ im Volumen – gegeben ist. Die Antwortfunktion der Magnetisierung \mathbf{M} auf die magnetische Feldstärke \mathbf{H} eines äußeren Feldes wird durch die volumenbezogene einheitenlose *magnetische Suszeptibilität* χ beschrieben. Diese kann in ihrer tensoriellen Form als

$$\chi_{ij} = \frac{\partial M_i}{\partial H_j} \quad (2.2)$$

ausgedrückt werden. Für den idealisierten Fall von isotropen Materialien vereinfacht sich Gl. (2.2) zu $\mathbf{M} = \chi \mathbf{H}$. In diesem Fall setzt sich die magnetische Flussdichte \mathbf{B} aus dem äußeren Feld \mathbf{H} und der Magnetisierung \mathbf{M} wie folgt zusammen:

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{M} + \mathbf{H}) = \mu_0(1 + \chi)\mathbf{H}. \quad (2.3)$$

Hierbei ist μ_0 die magnetische Feldkonstante¹. Alle Elemente weisen eine mehr oder weniger stark ausgeprägte Form des Magnetismus auf. Es wird hier unterschieden zwischen dem das äußere Feld im Inneren des Materials verstärkende *Paramagnetismus*, der sich durch $\chi_{\text{Para}} > 0 \sim 1 - 10^3$ auszeichnet und dem Feldlinien aus dem Material verdrängenden bzw. abschwächenden *Diamagnetismus*, bei welchem $\chi_{\text{Dia}} < 0 \sim -(10^{-10} - 10^{-4})$ gilt. Die Zahlenwerte zeigen typische Größenordnungen auf, wobei Supraleiter einen Sonderfall darstellen, weil sie ideale Diamagnete ($\chi_{\text{SL}} = -1$) und im Inneren völlig magnetfeldfrei sind. Da im Vakuum keine Verstärkung oder Abschwächung des äußeren Feldes erfolgt, gilt $\chi_{\text{Vak}} = 0$.

Ferner sind Effekte wie *Ferro-*, *Ferri-* oder *Antiferromagnetismus* auf der Austauschwechselwirkung zwischen Elektronenspins beruhende kollektive Phänomene, für die es keine einheitliche mikroskopische Theorie gibt, da Einelektron- und Mehrelektroneffekte gleichzeitig relevant werden. Ferromagnetische Materialien weisen typischerweise eine sehr hohe und durch Domäneneffekte anisotrope magnetfeldabhängige Suszeptibilität $\chi_{\text{Ferro}}(\mathbf{H}) \gg 1 \sim 10^2 - 10^5$ auf. Sie erfahren daher einen steilen Anstieg in der Auftragung $\mathbf{B}(\mathbf{H})$, gefolgt von einem Sättigungseffekt bei einer Flussdichte $\mu_0|\mathbf{M}| \sim 1 \text{ T}$ für vergleichsweise kleine externe Felder \mathbf{H} mit $\mu_0|\mathbf{H}| \sim 10^{-6} \text{ T}$ [Blu01, S. 127]. Im Gegensatz dazu wird bei Para- und Diamagneten wegen fehlender Domänen nach Gl. (2.3) ein flacher linearer Verlauf ohne bzw. erst bei sehr großen Feldern auftretende Sättigung beobachtet. Domänen sind im Ferromagnetismus auch für die *magnetische Remanenz* verantwortlich, weshalb $\chi_{\text{Ferro}}(\mathbf{H})$ zusätzlich von der Vorgeschichte der Magnetisierung abhängt, was wiederum zu dem hysteretischen Verhalten in den Magnetisierungskurven führt. Ähnlich zum Ferro- verhält sich der Ferrimagnetismus, hat aber zwei entgegengesetzt polarisierte magnetische Untergitter in einem Kristall. Die Untergitter unterscheiden sich jeweils betraglich, sodass auch eine spontane Magnetisierung auftritt, die im Vergleich zum Ferromagneten jedoch in eine deutlich verminderte Sättigungsmagnetisierung mündet. Beim Antiferromagnetismus liegen ebenfalls zwei antiparallele Untergitter vor, welche betraglich gleich sind und deshalb keine spontane Magnetisierung auftritt. Diese drei Effekte haben gemein, dass sie temperaturabhängige Sus-

¹Aus Übersichtsgründen wird darauf verzichtet die in der Literatur häufig verwendete dimensionslose Permeabilitätszahl $\mu_r = 1 + \chi$ einzuführen.

zeptibilitäten besitzen und oberhalb einer kritischen Temperatur (Curie-Temperatur T_C bei Ferromagneten und Néel-Temperatur T_N bei Ferri- und Antiferromagneten) zu ungeordneten Paramagneten werden, weil die thermische Energie die Kopplungsenergie übersteigt. Einzig Eisen ($T_C^{\text{Fe}} = 1043 \text{ K}$), Cobalt ($T_C^{\text{Co}} = 1390 \text{ K}$) und Nickel ($T_C^{\text{Ni}} = 629 \text{ K}$) zeigen bei Raumtemperatur Ferromagnetismus [Coe10, S. 615].

2.1.3. Magnetismus von Elektronen

Allgemein werden magnetische Eigenschaften in Festkörpern hauptsächlich durch den Spin und den Bahndrehimpuls der Elektronen getragen, welche über die Spin-Bahn-Wechselwirkung koppeln. Die magnetischen Momente des Kernspins spielen dabei nur bei höherer Energieauflösung eine Rolle, da ihr Beitrag aufgrund der im Vergleich zur Elektronenmasse um die Größenordnung 10^3 höheren Kernmasse gering ausfällt.

Im Gegensatz zu den komplizierten kollektiven magnetischen Phänomenen lässt sich der Dia- und Paramagnetismus gut über Spinzustände in unabhängigen Atomen beschreiben. Dies liefert einen einfachen Zugang den Magnetismus bei Elementen als freies Atom zu bestimmen. Wenn ein Element nur vollständig gefüllte Orbitale aufweist wie z. B. Edelgase oder Erdalkalimetalle, dann geht kein effektives Spinmoment hervor, da nach dem Pauli-Prinzip jedes Spin-Up- (\uparrow) ein entsprechendes Spin-Down-Elektron (\downarrow) besitzt. Dies führt dazu, dass sich das Element diamagnetisch verhält, wie sich direkt mittels klassischer Elektrodynamik nachvollziehen lässt. Nach der Lenzschen Regel wirkt die bei einem äußeren Magnetfeld zusätzliche induzierte Bahnbewegung der Elektronen und das daraus resultierende innere Magnetfeld seiner Ursache entgegen und schwächt damit das äußere ab. Die meisten Elemente sind isoliert als Atom jedoch paramagnetisch, da sie ungefüllte Orbitale in gewöhnlich äußeren Schalen aufweisen. Daher besitzen sie ein von Null verschiedenes Spinmoment, womit sich pro Atom ein magnetisches Moment $\mu \leq 10\mu_B$ (μ_B : Bohrsche Magneton) ergibt [Coe10, S. 93]. Bei einem äußeren Magnetfeld richtet sich das Dipolmoment entlang der Feldlinien aus und verstärkt dieses. Der Paramagnetismus und der Ferro-, Ferri- oder Antiferromagnetismus sind also quantenmechanische Phänomene.

Viel schwieriger wird die Aussage welche Art von Magnetismus vorliegt, wenn die Atome beispielsweise in einem Kristallgitter oder Molekül angeordnet sind. Bei der Betrachtung von kollektivem Phänomenen muss zwischen lokalisierten Rumpfelektronen und delokalisierten Bandelektronen unterschieden werden, wobei die Art der chemischen Bindungen zwischen den Atomen das Resultat maßgeblich beeinflusst. Dazu gehören ionische Bindungen wie bei NaCl, in denen der Elektronen-

transfer die äußeren Schalen füllt, kovalente Bindungen in Halbleitern, bei denen die Überlagerung der Orbitale ähnliches bewirkt oder bestimmte Bandformationen in metallischen Bindungen. Als Anschauungsbeispiel wird hier Eisen herangezogen, welches eine atomare Elektronenkonfiguration von $[\text{Ar}] 3d^6 4s^2$ aufweist. Es besitzt in der dritten Schale ein ungefülltes d-Orbital, in welchem nach den Hundschen Regeln vier von den sechs Elektronen ungepaart sind, woraus sich im isolierten Atom ein Spinmoment von $\mu^{\text{Fe}} = 4\mu_{\text{B}}$ ergibt. Werden mehrere Eisenatome jetzt zu einem Festkörper in der kubisch-raumzentrierten (bcc) Anordnung (Ferrit bzw. normales α -Fe) zusammengeschoben, überlappt das äußerste 4s-Orbital als erstes mit seinen Nachbarn und bildet entsprechend ein breites 4s-Band. Das weiter innen liegende 3d-Orbital überlappt nicht ganz so stark und das entstehende 3d-Band fällt schmaler aus. Hierdurch findet vor allem über das 4s- ein Ladungsaustausch in das 3d-Orbital statt, woraus im bcc-Gitter eine effektive Elektronenkonfiguration $[\text{Ar}] 3d^{7,4} 4s^{0,6}$ resultiert. Des Weiteren hat das 3d-Band die Eigenschaft, spontan seine Zustandsdichten für \uparrow - und \downarrow -Elektronen gegeneinander zu verschieben, wodurch Ferromagnetismus für α -Fe unterhalb der Curie-Temperatur T_{C}^{Fe} hervorgerufen wird. Hier werden entweder \uparrow - oder \downarrow -Zustände parallel zu der ferromagnetischen Achse energetisch bevorzugt. Durch Überlappung treten im 4s-Band wenige und im 3d-Band überwiegend ungepaarte Elektronen auf, während andere Schalen aufgrund der gepaarten $\uparrow\downarrow$ -Spins nicht zum magnetischen Moment beitragen. Die $3d^{7,4}$ -Spinaufteilung beträgt dabei ungefähr $3d_{\uparrow}^{4,8} 3d_{\downarrow}^{2,6}$, woraus folgt, dass 2,2 Spins ungepaart auftreten. Damit mündet die bcc-Phase von Eisen in ein permanentes effektives Moment von $\mu_{\text{eff.}}^{\alpha\text{-Fe}} = 2,2\mu_{\text{B}}$ pro Atom. Es sollte an diesem Beispiel klar werden, dass die magnetischen Eigenschaften empfindlich vom Gitter abhängen und sich so beispielsweise stark ändern, wenn das Gitter zusammengepresst bzw. verformt wird oder eine kubisch-flächenzentrierte (fcc) Anordnung vorliegt. Letzteres Austenit bzw. γ -Fe tritt erst bei hohen Temperaturen auf und ist paramagnetisch, verliert sein magnetisches Moment aber, sobald das Gitter leicht gestaucht wird. Das für die rote Farbe im Rost verantwortliche trigonale Hämatit ($\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$) weist ein verschwindendes magnetisches Moment auf und ist antiferromagnetisch, während das seltenere Maghemit ($\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3$, fcc) mit einem Spinmoment von $\mu_{\text{eff.}}^{\gamma\text{-Fe}_2\text{O}_3} = 5\mu_{\text{B}}$ pro Eisenion dem Ferrimagnetismus angehört [Coe10, S. 92 ff.]. Das später im experimentellen Teil noch eine Rolle spielende kubische Magnetit ($\text{Fe}^{2+}(\text{Fe}^{3+})_2\text{O}_4$ oder kurz Fe_3O_4) mit inverser Spinellstruktur ist aufgrund seiner tetraedrischen und oktaedrischen Untergitter ebenfalls ferrimagnetisch und weist in der Summe ein Moment von $\mu_{\text{eff.}}^{\text{Fe}_3\text{O}_4} = \mu_{\text{Oktaeder}\uparrow}^{\text{Fe}^{3+}} + \mu_{\text{Tetraeder}\downarrow}^{\text{Fe}^{3+}} + \mu_{\text{Oktaeder}\uparrow}^{\text{Fe}^{2+}} = \mu_{\text{Oktaeder}\uparrow}^{\text{Fe}^{2+}} = 4\mu_{\text{B}}$ auf [SG69].

2.1.4. Energiebeiträge zur Domänenordnung

Neben der Austauschwechselwirkung spielen noch einige weitere Wechselwirkungen eine tragende Rolle bei der Domänenformation. Hierbei setzt sich die gesamte freie Energie E_{ges} aus folgenden Einzelbeiträgen zusammen [Coe10, S. 234–237]:

$$E_{\text{ges}} = \underbrace{E_{\text{A}}}_{10^3-10^5} + \underbrace{E_{\text{MK}}}_{1-10^4} + \underbrace{E_{\text{Entmag}}}_{0-2 \cdot 10^3} + \underbrace{E_{\text{Zeeman}}}_{10^2-10^3} + \underbrace{E_{\text{Spann}}}_{1-10^2} + \underbrace{E_{\text{MS}}}_{0-1}. \quad (2.4)$$

Die Größenordnungen unterhalb der Energie sind in kJ/m^3 angegeben und stellen typische Werte für Ferromagneten dar [Coe10, S. 179]. Hierbei steht E_{A} für die *Austauschenergie*, E_{MK} für die *magnetokristalline Anisotropieenergie* und E_{Entmag} für die *Entmagnetisierungsenergie*. Während erstere in einem Ferromagneten immer eine Rolle spielen, trägt die *Zeeman-Energie* E_{Zeeman} nur bei einem äußeren Magnetfeld \mathbf{H} (der Zahlenwert gilt für $|\mathbf{B}| \sim 1 \text{ T}$) zur Gesamtenergie bei. Die *externe Spannungsenergie* E_{Spann} tritt auf, wenn eine mechanische Spannung σ auf den Körper ausgeübt wird, wobei hier der Beispielwert für $\sigma \sim 1 \text{ GPa}$ gilt. Des Weiteren ist E_{MS} der Beitrag der *Magnetostriktion*, welcher im Folgenden genauso wie E_{Spann} aufgrund seines typischerweise geringen Einflusses auf die Gesamtenergie vernachlässigt wird. E_{Spann} und E_{MS} zählen zu den magnetoelastischen Energiebeiträgen. E_{Zeeman} wird ebenso nicht näher behandelt, da in dieser Arbeit nur Proben ohne bzw. unter vernachlässigbarem äußeren Magnetfeld diskutiert werden.

2.1.4.1. Austauschwechselwirkung

Die den Ferromagnetismus bestimmende Austauschenergie E_{A} kann in einem Volumen V allgemein als

$$E_{\text{A}} = A \int (\nabla \cdot \mathbf{m})^2 dV \quad (2.5)$$

geschrieben werden, wobei A eine materialabhängige Konstante und $\mathbf{m} = \mathbf{M}/M_{\text{S}}$ der auf die Sättigungsmagnetisierung M_{S} normierte Magnetisierungsvektor ist. A skaliert dabei entsprechend mit der spezifischen Curie-Temperatur T_{C} bzw. mit der Austauschkonstante J wie folgt:

$$A \approx k_{\text{B}} T_{\text{C}} / a_0 \approx JS^2 N / a_0. \quad (2.6)$$

Hierbei ist k_{B} die Boltzmann-Konstante, a_0 der Gitterparameter, S der Elektronenspin und N die Anzahl der Atome pro Einheitszelle.

Ohne Dipol-Dipol-Wechselwirkung würden alle Spins beim Ferromagnetismus bedingt durch die Austauschwechselwirkung völlig isotrop in die gleiche Richtung

zeigen. Erstere führt nun aber zur Tendenz streufeldfreie geschlossene Magnetisierungspfade zu bilden. Das Wechselspiel zwischen Austausch- und Entmagnetisierungsenergie kann quantitativ über die Austauschlänge

$$l_A = \sqrt{\frac{A}{\mu_0 M_S^2}} \quad (2.7)$$

beschrieben werden. Für Eisen ergibt sich ein Wert von $l_A = 2,4 \text{ nm}$, aber auch andere Materialsysteme bewegen sich in der selben Größenordnung. Sie gibt die minimale Néel-Wandbreite (siehe auch Abschn. 2.1.5) an. Die Energie E_{Vortex}^A der vortexartigen Magnetisierung in einer runden Mikrostruktur verursacht durch die Austauschwechselwirkung lässt sich über

$$E_{\text{Vortex}}^A = JS^2 \ln\left(\frac{R}{a_0}\right) \quad (2.8)$$

bestimmen, wobei R der Radius der Mikrostruktur ist. Für relativ große Radien im Mikrometerbereich ergeben sich hier nach Gl. (2.8) lediglich Energien von $E_{\text{Vortex}}^A \approx 10JS^2$, welche über die Entmagnetisierungsenergie

$$E_{\text{Vortex}}^{\text{Entmag}} = \frac{V\mu_0 M_S^2}{6} \quad (2.9)$$

mit dem sphärischen Volumen V des Partikels leicht kompensiert werden. Erst für kleinste Partikelgrößen übersteigt die Austausch- wieder die Entmagnetisierungsenergie. In weichmagnetischen Schichten – wie z. B. amorphem CoFeB – mit vernachlässigbaren Gitteranisotropien wird durch diese Abschätzung klar, dass kreisrunde Strukturen schon ab Größen im unteren Nanometerbereich Vortexmagnetisierungen energetisch begünstigen [Coe10, S. 235 f.]. Dies führt ferner zur *Formanisotropie*, welche unter Anderem in Abschn. 2.1.4.3 genauer diskutiert wird.

2.1.4.2. Entmagnetisierungsenergie

Aus der Maxwellgleichung $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ folgt mittels Gl. (2.3) direkt, dass $\nabla \cdot \mathbf{H} = -\nabla \cdot \mathbf{M}$ gilt, wobei $\mathbf{H} = \mathbf{H}_{\text{Entmag}}$ als das innere *Entmagnetisierungsfeld* identifiziert werden kann. Das heißt, dass die innere Magnetisierung eines Magneten gerade vom inneren Entmagnetisierungsfeld aufgehoben wird. Daher kann die Entmagnetisie-

rungsenergie E_{Entmag} über zwei äquivalente Ausdrücke

$$E_{\text{Entmag}} = -\frac{\mu_0}{2} \int_{\text{Magnet}} \mathbf{H}_{\text{Entmag}} \cdot \mathbf{M} dV \quad (2.10)$$

$$= \frac{\mu_0}{2} \int_{\mathbb{R}^3} |\mathbf{H}_{\text{Entmag}}|^2 dV \quad (2.11)$$

berechnet werden. Hierbei wird das Integral des zweiten Terms über das Volumen vom Magneten und das des dritten Terms über den gesamten Raum gebildet [Coe10, S. 237].

2.1.4.3. Anisotropien

In magnetischen Systemen liegt auch ohne äußeres Feld fast immer eine bevorzugte Richtung der Magnetisierung vor. Dies kann nicht über die Austauschwechselwirkung erklärt werden, da sie isotrop wirkt. Die erforderliche Energie, um die Magnetisierung von einer sogenannten *magnetisch leichten Achse* in eine *magnetisch schwere Achse* auszurichten, wird als magnetische Anisotropieenergie E_{Ani} bezeichnet. Anisotropien stellen für die Anwendung im technischen Bereich eine substantielle Eigenschaft dar. So ändern Kompassnadeln nicht spontan ihre Magnetisierung, wenn sie einmal in Kontakt mit einem schwachen äußeren Magnetfeld kommen. Außerdem können mittels Anisotropien in Festplatten zwei wohldefinierte Magnetisierungszustände direkt das Bit abbilden, wohingegen eine freie Rotation der Magnetisierung hinderlich für eine praktische Umsetzung ist. Im Gegensatz dazu sind Anisotropien in weichmagnetischen Materialien wie z. B. in Ferritkernen von Transformatoren unerwünscht, da sie die Koerzitivfeldstärke und damit die Hystereseverlustenergie beim Ummagnetisieren erhöhen.

E_{Ani} selbst besteht wiederum im Wesentlichen aus drei Komponenten. Zum einen definiert das Kristallgitter leichte und schwere Kristallachsen, welche für die rein intrinsisch bestimmte *magnetokristalline Anisotropieenergie* E_{MK} verantwortlich ist. Hier führen die räumlich am Gitter gebundenen Orbitale zu bestimmten Vorzugsrichtungen des Elektronenbahndrehimpuls, was sich entsprechend über die Spin-Bahn-Kopplung auf die Spinausrichtung auswirkt.

Zum anderen erhöht sich durch innerlich und äußerlich induzierte Spannungen die *magnetoelastische Energie* E_{ME} . Zu den inneren gehören Gitterfehlpassungen, welche beispielsweise in dünnen Schichten durch die beim Schichtwachstum entstandenen Verspannungen an Grenzschichten auftreten können. Weitere Faktoren sind Gitterdefekte wie Fremdatome, durch Ausheizprozesse verursachte Strukturtexturierung auf atomarer Skala oder auch die Korngröße von polykristallinen Systemen.

Zu den äußeren Einflüssen zählen mechanische Verspannungen, Deformationen oder lineare Magnetostriktion unter einem äußeren Magnetfeld. Hier rufen die Verzerrungen des Gitters Orbitalüberlappungen und damit – analog zur intrinsischen magnetokristallinen Anisotropie – Vorzugsrichtungen hervor. An dieser Stelle sei erwähnt, dass auch isotrope magnetoelastische Effekte wie z. B. spontane Volumenmagnetostriktion auftreten können.

Außerdem führt die *Formanisotropieenergie* E_{Form} vor allem in Mikrostrukturen bzw. dünnen Filmen zu von der Form bzw. Dicke des magnetischen Materials abhängigen bevorzugten Achsen. Der Energieterm ist in Gl. (2.4) nicht gesondert aufgeführt, da er über die Entmagnetisierungsenergie E_{Entmag} miteinbezogen wird. Zwischen dem Entmagnetisierungsfeld $\mathbf{H}_{\text{Entmag}}$ und der Magnetisierung \mathbf{M} gilt die Beziehung $\mathbf{H}_{\text{Entmag}} = -\mathcal{N}\mathbf{M}$, wobei \mathcal{N} der allgemein tensorielle Entmagnetisierungsfaktor ist. Mithilfe von Gl. (2.10) folgt weiter für die Entmagnetisierungsenergie

$$E_{\text{Entmag}} = \frac{\mu_0}{2} \int_{\text{Magnet}} \mathcal{N} |\mathbf{M}|^2 dV. \quad (2.12)$$

Die Formanisotropieenergie E_{Form} beschreibt gerade die Energie, welche aufgebracht werden muss, um von der energetisch günstigsten magnetischen Ausrichtung in eine ungünstige zu wechseln. Für eine Kugel ist sie isotrop und es folgt $\mathcal{N} = 1/3$ für alle Richtungen. Im Vergleich dazu weist in einem dünnen Film die Magnetisierung parallel zur Ebene einen Faktor $\mathcal{N}_{\parallel} \simeq 0$ und senkrecht zur Filmebene $\mathcal{N}_{\perp} \simeq 1$ auf, weshalb in solchen Proben die leichten Achsen meist in der Ebene liegen (englisch: *in-plane anisotropy*). Nach Gl. (2.12) kann daher für letzteren Fall

$$E_{\text{Form}}^{\text{Film}} \simeq \frac{\mu_0}{2} \int_{\text{Magnet}} |\mathbf{M}|^2 dV \quad (2.13)$$

geschrieben werden [GM12, S. 728]. Anders ausgedrückt entstehen die leichten Achsen hier gerade derart, dass sich die durch die Dipol-Dipol-Wechselwirkung verursachten an den Magnetrandflächen austretenden äußeren Streufelder minimieren.

Wie bereits in Abschn. 2.1.4.1 erwähnt wurde, konkurriert die Entmagnetisierungs- mit der Austauschenergie. Ab einer bestimmten Strukturgröße übersteigt sie die Domänenwandenergien und ein Aufspalten in kleinere Domänen wird energetisch sinnvoll, wie in Abb. 2.1 grafisch an einer rechteckigen Mikrostruktur veranschaulicht ist. Abb. 2.1(a) zeigt eine Struktur bestehend aus einer magnetischen Domäne mit maximaler Entmagnetisierungs- und Gesamtenergie. Die Energie minimiert sich in Abb. 2.1(a-d) von links nach rechts durch Verringerung der Dipolfelder an den Grenzflächen auf Kosten von durch die Austauschkopplung bedingten

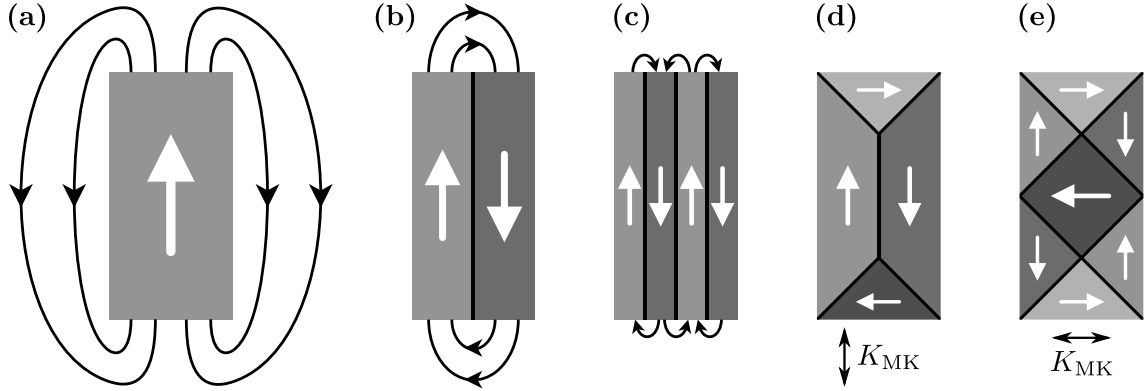


Abbildung 2.1.: Illustration der Minimierung von Streufeldern (schwarze Pfeile) über Domänenbildung an einer dünnen Mikrostruktur mit typischen Dimensionen von $1\ \mu\text{m} \times 2\ \mu\text{m} \times 10\ \text{nm}$. In (a) ist eine eindomänige Textur gezeigt, deren magnetische Ausrichtung entlang des weißen Pfeils zeigt. Von (a) bis (d) minimiert sich die Gesamtenergie, wobei die Domänenwände als schwarze Trennlinien gekennzeichnet sind. In (d) verschwinden die Dipolfelder bis auf die Eckpunkte. (e) zeigt Diamantdomänen, wobei die leichte Kristallachse mit der Anisotropiekonstanten K_{MK} in dieser Struktur um 90° gegenüber den vorherigen gedreht wurde.

hohen lokalen Domänenwandenergien. Die Domänenformation in Abb. 2.1(d) ist bis auf die Domänenwandendpunkte in den Ecken entmagnetisierungsfeldfrei bei gleichzeitig geringerer Domänenwandenergie als in Abb. 2.1(c). Des Weiteren sind in Abb. 2.1(e) sogenannte Diamantdomänen dargestellt, welche unter bestimmten Bedingungen wie magnetokristalline Anisotropien (E_{MK}), Verspannungen (magnetoelastische Energien E_{ME}) oder externe Felder (Zeeman-Energie E_{Zeeman}) energetisch bevorzugt sein können. Auch wenn diese Textur nicht die minimale Energie aufweist, stellt sie ein lokales Minimum bzw. einen metastabilen Zustand dar. Hierbei entstehen an den beiden gezeigten Domänenwandkreuzungen Vortices entgegengesetzter Rotationsrichtung. Solche Texturen können über Entmagnetisierungsprozesse unter den gleichen Bedingungen unterschiedliche Moden generieren, wobei die Richtung des Magnetfelds beim Entmagnetisieren (z. B. parallel oder senkrecht zur Kristallachse) wesentlich ist [HS08, S. 438 f.].

Alle Anisotropiebeiträge setzen sich schließlich zu

$$E_{\text{Ani}} = \underbrace{E_{\text{MK}}}_{1-10^4} + \underbrace{E_{\text{Form}}}_{1-5 \cdot 10^2} + \underbrace{E_{\text{ME}}}_{0-10^2} \quad (2.14)$$

zusammen, wobei die Zahlen unterhalb der Energiebeiträge in kJ/m^3 angegeben sind und typische Werte für *uniaxiale Anisotropien* darstellen [Coe10, S. 179].

Die Anisotropieenergiedichte $e_{\text{u}} = E_{\text{Ani}}/V$ eines uniaxialen Systems mit Volu-

men V lässt sich über

$$e_u = K_{u,1}(\mathbf{m} \cdot \mathbf{u})^2 + K_{u,2}(\mathbf{m} \cdot \mathbf{u})^4 + \dots \quad (2.15)$$

entwickeln, wobei $\mathbf{m} = \mathbf{M}/|\mathbf{M}|$ die normierte Richtung der Magnetisierung \mathbf{M} und $\mathbf{u} = \mathbf{U}/|\mathbf{U}|$ die normierte Richtung der uniaxialen Anisotropie \mathbf{U} darstellt. $K_{u,1}$ und $K_{u,2}$ sind die uniaxialen Anisotropiekonstanten erster und zweiter Ordnung. Aufgrund des symmetrischen Verhaltens werden ungerade Entwicklungsterme ausgeschlossen. Die Näherung erster Ordnung ist häufig ausreichend, sodass sich

$$e_u \simeq K_{u,1}(m_x u_x + m_y u_y + m_z u_z)^2 = K_{u,1} \cos^2(\vartheta) \quad (2.16)$$

ergibt. Hierbei ist ϑ der Winkel zwischen Magnetisierungs- \mathbf{m} und Anisotropie- richtung \mathbf{u} . Jetzt können für \mathbf{u} parallel zur z -Richtung zwei Fälle auftreten. Falls $K_{u,1} > 0$ gilt verschwindet bei senkrechter Magnetisierungsrichtung $\mathbf{m} \perp \mathbf{u}$ die Anisotropieenergiedichte e_u , weshalb sich hier eine leichte x - y -Ebene ausbildet, in der alle Achsen gleichwertig sind. Bei $K_{u,1} < 0$ wird dagegen entsprechend $\mathbf{m} \parallel \mathbf{u}$ bevorzugt und die leichte Achse liegt parallel zur z -Richtung. Für dünne magnetische Filme in x - y -Ausdehnung gilt in der Regel $K_{u,1} > 0$, da sich die Streufelder stark verringern, wenn die Magnetisierung parallel zur Filmebene liegt [GM12, S. 725 f.].

Eisen besitzt eine *kubische Anisotropie*, wobei sich die dazugehörige Anisotropieenergiedichte e_k zu

$$e_k = K_{k,1}(m_x^2 m_y^2 + m_y^2 m_z^2 + m_z^2 m_x^2) + K_{k,2}(m_x^2 m_y^2 m_z^2) + \dots \quad (2.17)$$

nähern lässt. Die gezeigten Terme sind 4. und 6. Ordnung, da andere Terme die Symmetriebedingungen nicht erfüllen oder wie $m_x^2 + m_y^2 + m_z^2 = 1$ zu isotropen Verhalten führen. Der Term 6. Ordnung kann oft vernachlässigt werden, sodass mithilfe des Additionstheorems $m_x^4 + m_y^4 + m_z^4 = 1 - 2(m_x^2 m_y^2 + m_y^2 m_z^2 + m_z^2 m_x^2)$ Gl. (2.17) zu

$$e_k \simeq K_{k,1}(m_x^2 m_y^2 + m_y^2 m_z^2 + m_z^2 m_x^2) = -\frac{1}{2} K_{k,1}(1 + m_x^4 + m_y^4 + m_z^4) \quad (2.18)$$

vereinfacht werden kann. Für $K_{k,1} > 0$ liegen die leichten Achsen des kubischen Gitters gerade auf den x -, y - und z -Achsen bzw. $\langle 100 \rangle$ -Richtungen und die schweren in den Raumdiagonalen bzw. $\langle 111 \rangle$ -Richtungen. Für $K_{k,1} < 0$ gilt dies vice versa [GM12, S. 726].

2.1.5. Domänenwände in ultradünnen Filmen

Im experimentellen Teil dieser Arbeit werden ultradünne magnetische Filme untersucht. Dabei handelt es sich um Proben mit leichter Achse in der Ebene. In diesen treten besondere Formen von Domänenwänden auf, die hier genauer diskutiert werden. Ab einer Filmdicke d , die sich in der Größenordnung der Domänenwandbreite b befindet, verliert die Standardtheorie von Bloch-Wänden ihre Gültigkeit. In diesem Fall skalieren die Domänenwände nicht mehr mit der gesamten Anisotropieenergie, sondern mit dem Streufeld bzw. der Probendicke [HS08, S. 223–226]. Andere Formen von Domänenwänden treten daher zum Vorschein. In Abb. 2.2 sind drei Domänenwandkonfigurationen schematisch aufgezeigt.

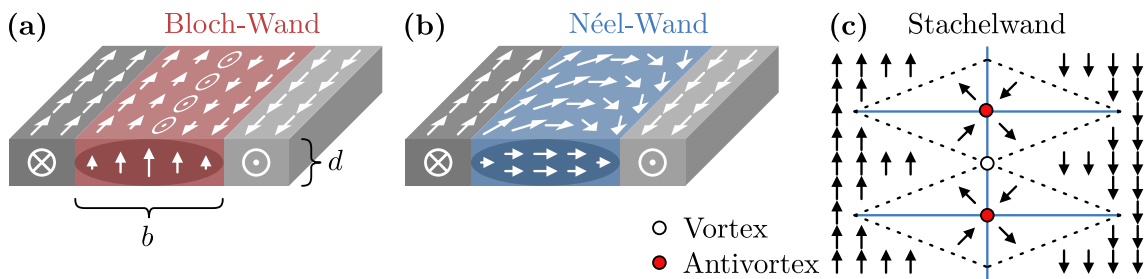


Abbildung 2.2.: Schematische Darstellung verschiedener Domänenwandtypen. (a) zeigt eine 180° -Bloch-Wand und (b) eine 180° -Néel-Wand. Die Ellipse der Breite b mit den abgebildeten Magnetfeldvektoren im Querschnitt der Probe der Dicke d veranschaulicht, dass bei dieser Geometrie die Streufeldenergie der Bloch-Wand höher ist als die der Néel-Wand. Die Länge der Pfeile gibt qualitativ den Anteil der Magnetfeldvektoren in der betrachteten Ebene an. In (c) ist eine Stachelwand zu sehen, wobei die Bereiche um die gestrichelten Linien durch kontinuierliche Übergänge der skizzierten Magnetisierungsvektoren ersetzt werden müssen. Die blauen Linien entsprechen hierbei 90° -Néel-Wänden. Des Weiteren entstehen an den Kreuzungspunkten die eingezeichneten Vortex- (weißer Punkt) und Antivortexkerne (rote Punkte).

L. NÉEL näherte hierbei die Domänenwände durch einen elliptischen Zylinder der Breite b und der Höhe d . Im Fall dickerer Schichten mit $d > b$ folgt ein Entmagnetisierungsfaktor von $\mathcal{N}_{\text{Bloch}} = b/(b + d)$, der Bloch-Wände (Abb. 2.2(a)) durch eine geringere Streufeldenergie begünstigt. Für dünne Proben kann jedoch $d < b$ erreicht werden, sodass Néel-Wände (Abb. 2.2(b)) mit einem Entmagnetisierungsfaktor von $\mathcal{N}_{\text{Néel}} = d/(b + d)$ eine geringere Energie aufweisen [Née55]. In diesem Ansatz wird die Wandbreite b durch die Streufeldenergie bestimmt, wobei L. NÉEL die Domänenwandstruktur unverändert ließ. Der Übergang zwischen diesen beiden Moden hängt dann von der minimalen Wandbreite und der maximalen Wandenergie ab.

Es können aber auch kompliziertere Domänenwandtexturen – wie Stachelwände (Abb. 2.2(c)) – auftreten. Diese bestehen bei dünnen Filmen aus sich kreuzenden

90°-Néel-Wänden. An den Kreuzungspunkten der Stachelwand bilden sich abwechselnd Vortex- und Antivortexkerne aus, wobei die Domänenwände in diesen Stellen ihre Rotationsrichtung ändern. Diese sich durch die Probe erstreckenden Übergangsbereiche wechselnden Drehsinns heißen allgemein Bloch-Linien. Stachelwände treten unter anderem dann auf, wenn ein magnetisches Feld parallel zur Probenebene und senkrecht zur Domänenwand angelegt wird. In diesem Fall benötigt eine 90°-Néel-Wand nur 12% der Energie einer 180°-Néel-Wand, weshalb Stachelwände trotz der in Summe wesentlich längeren Wände energetisch begünstigt werden [HS08, S. 225]. Derartige Texturen können auch über Entmagnetisierungsprozesse induziert [GMA⁺11] oder über kurze Magnetfeldpulse manipuliert und so die Dichte der Wände verändert werden [NMS⁺06, MSBB⁺09]. Generell können Stachelwände z. B. in Ni₈₁Fe₁₉ für Filmdicken von $d < 100$ nm [HS08, S. 236] oder in Permalloy für $d < 90$ nm [HS08, S. 424] auftreten. Für sehr dünne Schichten (Permalloy: $d < 30$ nm [HS08, S. 424]) werden sie jedoch aufgrund von den durch Bloch-Linien verursachten Energiebeiträgen wieder instabil und gehen dann in normale 180°-Néel-Wände über [HS08, S. 237].

2.2. Topologische Defekte

Topologische Defekte treten genau dann auf, wenn eine kontinuierliche Symmetrie des Systems aufgehoben wird. Der Defekt bezeichnet gerade den Kernbereich im Nahfeld, der die ansonsten stetig ineinander übergehende Ordnung des Fernfelds zerstört. Beispielsweise bildet ein Elektron im Vakuum einen topologischen Defekt des elektrischen Feldes im ansonsten konstanten Feld des Raumes. Der Defekt kann hierbei lokalisiert werden, wenn das Feld um den Defekt gemessen wird. Allgemein spielen Defekte eine entscheidende Rolle bei den Materialeigenschaften in realen Systemen. Die elektrische Leitfähigkeit von Halbleitern hängt z. B. empfindlich von ihrer Dotierung ab. Außerdem sind verschiedene Defektstrukturen verantwortlich für ferromagnetische Eigenschaften wie die Remanenz, da hier Domänenwände, die ihrerseits wiederum Defekte im magnetischen System darstellen, beispielsweise Versetzungen energetisch teilweise nicht überwinden können und so eine von Null verschiedene Magnetisierung entsteht, die über äußere Streufelder messbar wird. Die Bezeichnungen der topologischen Defekte hängt von ihrer symmetrieraufhebenden Eigenschaft und dem betrachteten System ab. So werden sie zum Beispiel im XY-Modell und in suprafluidem Helium als *Vortices*, im Kristall als Versetzungen oder Fremdatome und im frühen Universum als kosmische Strings bezeichnet [CL95, S. 495]. Eine genauere mathematische Charakterisierung ist daher sinnvoll und wird

im Folgenden zunächst allgemein topologisch und danach mit Fokus auf *Vortices* und *Antivortices* im XY-Modell durchgeführt.

2.2.1. Charakterisierung

Um die außergewöhnliche Stabilität von verschiedenen magnetischen Konfigurationen zu verstehen, kommen topologische Überlegungen gelegen. Diese Herangehensweise ist nicht neu und wird beispielsweise auch im Higgs-Mechanismus oder bei Defekten in kondensierter Materie praktiziert (vgl. Abschn. 2.3). Zwei Konfigurationen sind *homotopisch äquivalent* oder kurz *homotop*, falls sich die eine durch eine stetige Deformierung in die andere überführen lässt. Dabei wird die stetige Funktion, welche die Abbildung von einem topologischen Raum in den anderen überführt, *Homotopie* genannt.

Für eine mathematisch präzise Beschreibung ist es notwendig zunächst Pfade und Schleifen zu definieren. Eine kontinuierliche Abbildung $f : X \rightarrow I$ mit einem Basispunkt x_0 und einem Endpunkt x_1 ist ein *Pfad* in einem topologischen Raum X mit einem Intervall $I = [0,1]$, falls

$$f(0) = x_0, \tag{2.19}$$

$$f(1) = x_1 \tag{2.20}$$

gilt. Ein Pfad wird *Schleife* genannt, falls zusätzlich

$$f(0) = f(1) = x_0 \tag{2.21}$$

gegeben ist, der Basis- also dem Endpunkt entspricht [Nak03, S. 122 f.]. Die Inversion eines Pfads f^{-1} berechnet sich zu $f^{-1}(s) \equiv f(1 - s)$ mit $s \in I$. Dieses Konzept lässt sich analog auf konstante Pfade und Schleifen übertragen. Hieraus folgen jedoch noch keine Einheitselemente. Über Homotopien können Pfade und Schleifen nun so klassifiziert werden, dass sich eine mathematisch präzise Äquivalenzrelation ergibt, womit die dazugehörigen Äquivalenzklassen Gruppenstruktur erhalten. Die Äquivalenzklasse einer Schleife f wird geschrieben als $[f]$. Hierfür stellt sich heraus, dass Sätze aus Pfaden bzw. Schleifen, die untereinander kontinuierlich ineinander übergeführt werden können, gerade Äquivalenzklassen mit Gruppencharakter bilden.

Zwei Schleifen $f, g : I \rightarrow X$ mit Basispunkt x_0 sind *homotop* zueinander (geschrieben als $f \sim g$), wenn eine kontinuierliche Abbildung $F : I \times I \rightarrow X$ existiert,

die

$$F(s,0) = f(s), \tag{2.22}$$

$$F(s,1) = g(s) \quad \forall s \in I, \tag{2.23}$$

$$F(0,t) = F(1,t) = x_0 \quad \forall t \in I \tag{2.24}$$

erfüllt. Die beide Schleifen verbindende Abbildung F heißt *Homotopie*. Weiterführende mathematische Herleitungen zu Homotopiegruppen können in [Mer79, Nak03] nachvollzogen werden.

Konkret kann der topologische Raum X ein n -dimensionaler reeller Raum \mathbb{R}^n sein. Ein weiteres Beispiel stellen n -Sphären S^n dar, welche für $n = 0$ ein Punkt, $n = 1$ ein Kreis oder $n = 2$ eine Kugeloberfläche sind und später für den Ordnungsparameter von magnetischen Spins relevant werden. Schleifen, die sich in einem topologischen Raum X zu einem Punkt zusammenziehen lassen, werden *nullhomotop* genannt und sind homotop zu einer konstanten Abbildung bzw. der Identität id_X . Dies ist nur für kontinuierliche Räume gegeben und so kann beispielsweise eine Schleife um die Null für $X = \mathbb{R}^2 \setminus \{0\}$ nicht mehr kontrahiert werden.

Zur Veranschaulichung von Homotopieklassen wird ein 2-Torus $T^2 = S^1 \times S^1$ betrachtet, dessen Oberfläche durch ein Produkt aus zwei Kreisen (1-Sphären) beschrieben werden kann, wie in Abb. 2.3 skizziert ist.

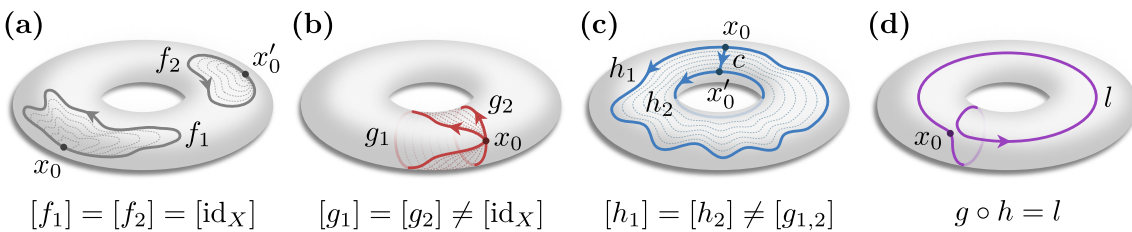


Abbildung 2.3.: Veranschaulichung von topologischen Eigenschaften verschiedener Homotopieklassen anhand des Torus. (a) zeigt zwei verschiedene Pfade, die sich zu einem Punkt (Identität id_X) zusammenziehen lassen (gestrichelte Linien). In (b) kann die Schleife g_1 kontinuierlich zur Schleife g_2 deformiert werden, aber nicht zur Identität zusammengezogen werden. Sie stellen genau wie $h_{1,2}$ in (c) eine eigene Homotopieklassen dar. Der konstante Pfad c führt hierbei den Basispunkt x_0 zum Basispunkt x'_0 über. In (d) stellt l eine Verknüpfung am Basispunkt x_0 von zwei Schleifen der Homotopieklassen aus (b) und (c) dar.

Abb. 2.3(a) zeigt zwei Schleifen f_1 und f_2 , die sich jeweils zum Basispunkt kontrahieren lassen, womit $f_{1,2} \sim \text{id}_X$ gilt. In Abb. 2.3(b) sind zwei Schleifen g_1 und g_2 zu sehen, die homotop zueinander sind, da sie den gleichen Basispunkt x_0 und über eine Homotopie (gestrichelte Linien) ineinander übergeführt werden können. Sie sind jedoch nicht homotop zu id_X . Des Weiteren weisen beide Schleifen $g_{1,2}$

eine andere Homotopieklasse auf als $h_{1,2}$ in Abb. 2.3(c), wobei beide Klassen die jeweiligen 1-Sphären repräsentieren, aus denen der Torus zusammengesetzt ist. Der konstante Pfad c führt x_0 in x'_0 über, da Pfade und Schleifen sich verknüpfen lassen, weshalb $[h_2] = [c \circ h_1 \circ c^{-1}] = [h_1]$ folgt. In Abb. 2.3(d) ist die Verkettung l zweier Schleifen mit selbem Basispunkt x_0 und unterschiedlichen Homotopieklassen aus Abb. 2.3(b,c) illustriert.

Die Verknüpfungsoperation zweier Schleifen f und g von Homotopieklassen folgt der Relation $[f] \circ [g] \equiv [f \circ g]$, womit schließlich die Voraussetzungen für Gruppen gegeben sind [Nak03, S. 125]. Ein Satz von Homotopieklassen von Schleifen im topologischen Raum X kann somit über die *erste Homotopiegruppe* bzw. *Fundamentalgruppe* $\pi_1(X, x_0)$ mit $x_0 \in X$ ausgedrückt werden. Die Spezifizierung des Basispunkts x_0 spielt keine Rolle mehr, wenn der topologischen Raume wegzusammenhängend ist, womit Homotopieklassen von Schleifen und Pfaden nicht mehr vom Basispunkt x_0 abhängen (wurde in Abb. 2.3(c) ausgenutzt). Daher lässt sich die Fundamentalgruppe für die hier relevanten Fälle als $\pi_1(X)$ schreiben [Nak03, S. 127 f.]. Allgemein kann für die n -te Homotopiegruppe von n -Sphären gerade

$$\pi_n(S^n) \cong \mathbb{Z} \quad (2.25)$$

für alle $n \geq 1$ gefunden werden. Das heißt, dass sich die Homotopieklassen von Schleifen über ganze Zahlen unterscheiden lassen. Dies führt im Folgenden zu der Windungszahl. Letztere gibt z. B. in Abb. 2.3(b) die Anzahl der Umläufe der roten Schleife an. Eine solche Schleife die einmal herumläuft, kann nicht in eine übergeführt werden, die zweimal gewickelt ist usw. Des Weiteren gilt damit für die Fundamentalgruppe des oben beschriebenen 2-Torus $\pi_1(T^2) \cong \pi_1(S^1 \times S^1) \cong \pi_1(S^1) \oplus \pi_1(S^1) \cong \mathbb{Z} \oplus \mathbb{Z}$. Die verknüpfte Schleife l in Abb. 2.3(d) wird also entsprechend über die Anzahl der jeweiligen Umläufe der beiden sich in ihrer Homotopieklasse unterscheidenden Schleifen beschrieben.

2.2.2. Windungszahlen

In diesem Teil sollen die in Abschn. 2.2.1 beschriebenen Klassifizierungen für topologische Defekte in magnetischen Systemen benutzt werden, um diese zu charakterisieren. Dafür wird zunächst ein Ordnungsparameter (siehe auch Abschn. 2.3.2) festgelegt, in welchem die Topologie untersucht werden soll. Für magnetische Defekte ist dies die Magnetisierung. Hier gibt es einige Einschränkungen bei der Verwendung der obigen Definitionen. Einerseits sind die magnetischen Momente gequantelt, sodass die kontinuierliche Deformierung nur eine Näherung verkörpert. Außerdem kann

aufgrund der endlichen Systemgröße die Topologie unter einem bestimmten Energieaufwand verändert werden. So können z. B. Domänenwände an den Rand der magnetischen Probe geschoben werden und verschwinden. Zusätzlich ist die Anisotropieenergie endlich, weshalb magnetische leichte Ebenen in dünnen Filmen beispielsweise nur in erster Näherung gelten. Dies alles hat zur Folge, dass ein idealer topologischer Defekt in einem realen System sehr wohl in einen Defekt einer anderen Homotopiegruppe übergeführt werden oder gar verschwinden kann. Trotzdem können die topologischen Aspekte sehr gut genutzt werden, um die hohen Energien der Defektstrukturen bzw. deren hohe Stabilität zu erklären [Bra12, S. 7].

Zur Anschauung wird ein magnetisches System mit leichter x - y -Ebene herangezogen, wie es auch in den dünnen Filmen des experimentellen Teils dieser Arbeit auftritt. Dieses System kann mathematisch näherungsweise über das XY-Modell mit dem Hamilton-Operator

$$H = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \cos(\theta_{ij}) \quad (2.26)$$

beschrieben werden [CL95]. Hierbei wird über alle Kosinusse der Winkel $\theta_{ij} = \theta_j - \theta_i$ zwischen zwei Spins der nächsten Nachbarn $\langle i, j \rangle$ summiert. Für eine positive Austauschkonstante J ergibt sich Ferro- und für eine negative Antiferromagnetismus. Der Winkel des Spins lässt sich hierbei in

$$\theta = \theta_0 + \theta(\mathbf{r}) \quad (2.27)$$

mit einem konstanten Phasenschub θ_0 aufteilen, wobei θ_0 in realen physikalischen Systemen bedeutsam ist, wie später gezeigt wird.

Die Magnetisierung wird im Ordnungsparameterraum für Systeme mit leichter Achse über eine 0-Sphäre, mit leichter Ebene über eine 1-Sphäre und mit isotropen Spins über eine 2-Sphäre beschrieben [Bra12, S. 9 f.]. Im XY-Modell wird der Ordnungsparameterraum also auf eine 1-Sphäre abgebildet. Die Schleife im Realraum kann ebenso über eine 1-Sphäre wiedergegeben werden, da hierfür ein geschlossener Integrationspfad entlang der normierten Magnetisierung \mathbf{m} benutzt wird. Mathematisch wird dies über $\mathbf{m} : S^1 \rightarrow S^1$ ausgedrückt, wobei nach Gl. (2.25) $\pi(S^1) = \mathbb{Z} = w$ gilt und die Homotopieklasse des topologischen Defekts gerade über eine ganze Zahl – der *Windungszahl* w – klassifiziert wird. Wenn $w = 0$ folgt, ist die Abbildung \mathbf{m} nullhomotop und es liegt kein topologischer Defekt vor, da \mathbf{m} über eine kontinuierliche Deformierung in einen geordneten Zustand übergeführt werden kann. Defekte mit unterschiedlicher Windungszahl w können nicht kontinuierlich ineinander über-

geführt werden. Für dieses Modell lässt sich die Windungszahl über

$$w = \frac{1}{2\pi} \oint \nabla \theta d\mathbf{r} \quad (2.28)$$

berechnen. Sie stellt hier ein Linienintegral in einem geschlossenen Pfad über die Winkeländerung der Spins in Abhängigkeit des Ortsvektors \mathbf{r} dar. Bildlich ist dies die Anzahl der Umläufe, welche sich die Spins beim Durchlaufen des Pfads um ihre eigene Achse drehen. Hierbei spielt es keine Rolle wie groß der Integrationspfad gewählt wird. Für größere Radien werden die Winkelschritte kleiner und für kleinere entsprechend größerer, aber das Ergebnis bleibt in der Summe das gleiche.

In Abb. 2.4 sind allgemeine zweidimensionale Vektorfelder mit Szenarien für Windungszahlen von $w = 0, \pm 1, \pm 2$ mit verschiedenen Phasenschüben θ_0 grafisch veranschaulicht.

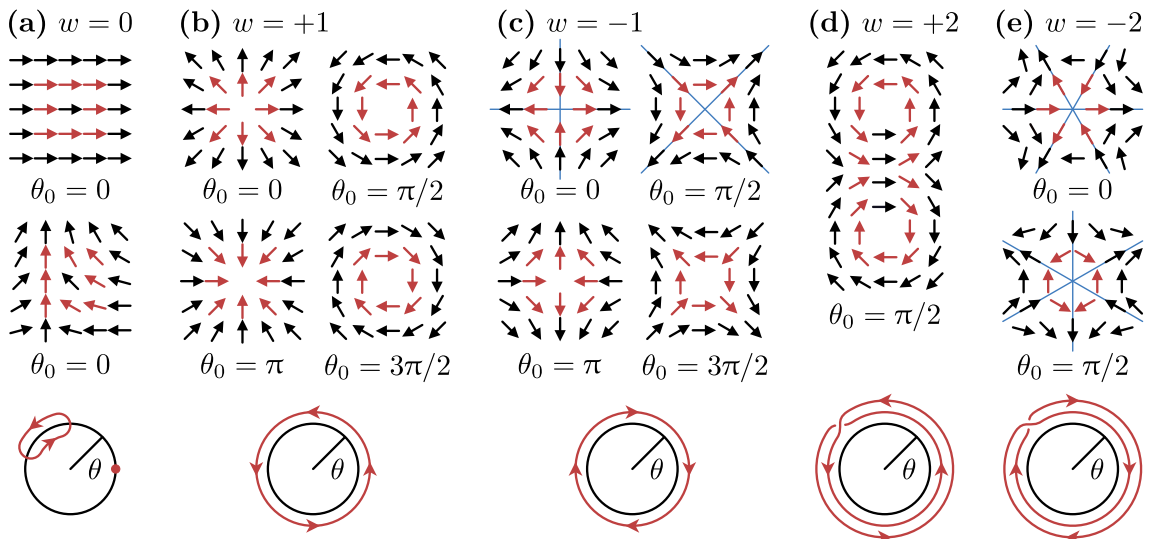


Abbildung 2.4.: Zweidimensionale Vektorfelder mit topologischen Defekten verschiedener Windungszahlen w und Phasenschüben θ_0 . Die roten Pfeile markieren einen möglichen Integrationspfad, wobei über die Summe der diskreten Winkeländerungen dieser Pfeile die Windungszahl w nachvollzogen werden kann. In der unteren Zeile sind jeweils die Integrationspfade im Ordnungparameterraum gezeigt. Mit blauen Linien werden Symmetrieachsen gekennzeichnet. Während im oberen Gitter von (a) alle Pfeile den gleichen Winkel haben und somit überall $\nabla \theta = 0$ gilt, ist das untere Gitter eine Teilmenge von einem Antivortex aus (c). Hier gilt im allgemeinen $\nabla \theta \neq 0$, jedoch heben sich die Beiträge gerade auf und es folgt $w = 0$. In (b) sind Konfigurationen für $w = +1$ zu sehen, wobei sich je nach θ_0 Vortices ($\theta_0 = \pi/2, \theta_0 = 3\pi/2$) oder Quellen ($\theta_0 = 0$) und Senken ($\theta_0 = \pi$) ergeben. Die Antivortices ($w = -1$) in (c) sind hingegen unabhängig von θ_0 ununterscheidbar. Für $w = \pm 2$ entsteht in (d) bei $\theta_0 = \pi/2$ oder $\theta_0 = 3\pi/2$ ein Punktdipolfeld und in (e) sein hexagonales Gegenstück.

Für die Windungszahl spielt der Phasenschub θ_0 keine Rolle, da dieser beim Ableiten verschwindet. In Abb. 2.4(a) ist gezeigt, dass sich das Integral zu Null ergibt

($w = 0$), falls der Pfad keinen topologischen Defekt umschließt. Für Vortices ergibt sich $w_V = +1$ und für Antivortices $w_{AV} = -1$. In Abb. 2.4(b) ($w = 1$) entstehen bei einem Phasenschub $\theta_0 = 0$ Quellen und bei $\theta_0 = \pi$ Senken, die typisch für beispielsweise positive bzw. negative Punktladungen des elektrischen Feldes sind. In realen magnetischen Systemen werden diese Phasenschübe aufgrund des Dipolcharakters des Magnetfelds und der daraus resultierenden Streufelder energetisch unterbunden. Daher sind neben Antivortices nur gegen den Uhrzeigersinn laufende (linksdrehende) Vortices mit $\theta_0 = \pi/2$ und im Uhrzeigersinn laufende (rechtsdrehende) Vortices mit $\theta_0 = 3\pi/2$ vorzufinden. Alle Phasenverschiebungen $\theta_0 \neq k\pi/2$ mit $k \in \mathbb{Z}$ produzieren jeweilige Mischformen zwischen Vortices und Quellen bzw. Senken. Bei den Antivortices in Abb. 2.4(c) gibt es diese Besonderheiten nicht, weil θ_0 nur die Ausrichtung des Defekts im Gitter bestimmt, welche keinen Einfluss auf die Energie hat. Abb. 2.4(d) zeigt den Fall eines Defekts mit $w = +2$, der ein Punktdipolfeld im Vakuum darstellt. Dieses ist zudem homotop zur Integration über zwei gegenläufig rotierende Vortices im XY-Modell oder auch falls über die elektrischen Felder eines Positron und eines Elektrons im Vakuum integriert wird. Der entsprechende „Antidefekt“ mit $w = -2$ in Abb. 2.4(e) hat Ähnlichkeiten mit einem Antivortex und ist auch unabhängig von θ_0 , weist aber anstatt einer kubischen eine hexagonale Symmetrie auf. Für höhere Windungszahlen entwickelt sich dies analog weiter.

Während in Abb. 2.4 der Realraum im oberen Bereich zu sehen ist, befindet sich darunter der Ordnungsparameterraum mit dem Spinwinkel θ als Ordnungsparameter. Im oberen Vektorfeld in Abb. 2.4(a) wird der Integrationspfad lediglich auf einen Punkt im Ordnungsparameterraum abgebildet, was gleichbedeutend mit einer vollständig geordnete ferromagnetische Konfiguration ist. Im darunter liegenden Vektorfeld wird der Pfad auf einen Teilraum des Ordnungsparameters projiziert, wobei sich hier der Hin- und Rückpfad exakt zu Null ergeben und jene Struktur somit kontinuierlich auch in einen Punkt im Parameterraum kontrahiert bzw. in die ferromagnetische Anordnung übergeführt werden kann. Dies sind zwei Beispiele für topologische nicht geschützte Strukturen. Für Vortices und Antivortices (Abb. 2.4(b,c)) ist sichtbar, dass der ganze Parameterraum bzw. alle Winkel mit jeweils unterschiedlichen Integrationsrichtungen abgebildet werden und der Pfad nicht weiter vereinfacht werden kann. Damit sind (Anti-) Vortices topologisch stabile Strukturen. Für $w = \pm 2$ in Abb. 2.4(d,e) folgt ein analoges Bild, allerdings umläuft die Integrationsschleife den Ordnungsparameterraum genau zweimal.

Dieses Prinzip lässt sich auch auf andere Defekte wie Skyrmionen oder Domänenwände übertragen. Allgemein gilt, dass sich die Dimension der im Realraum den Defekt umschließenden Sphäre mit der Dimension der Sphäre im Ordnungsparameterraum

terraum deckt. Die Raumdimension d des Systems lässt sich über die Beziehung

$$d = d' + r + 1 \quad (2.29)$$

ausdrücken, wobei d' die Defektdimension und r die Dimension der r -Sphäre darstellt. Domänenwände sind für $d = 1$ Punkte ($d' = 0$), für $d = 2$ Linien ($d' = 1$) und für $d = 3$ Flächen ($d' = 2$). Der Ordnungsparameter verschwindet in diesen drei Fällen entsprechend an einem Punkt, auf einer Linie oder auf einer Fläche. Für alle Fälle werden die Wände nach Gl. (2.29) über 0-Sphären beschrieben, die mit ihren nicht verbundenen Punkten die Wand einschließt. Vortices sind, wie oben im XY-Modell gezeigt, für $d = 2$ Punktdefekte ($d' = 0$), während sie in $d = 3$ Vortexlinien ($d' = 1$) bilden, beide jedoch 1-Sphären erfordern. Für $d = 3$ können Skyrmionen ($d' = 0$) auftreten, welche über eine diese umhüllende 2-Sphäre im Realraum auf eine 2-Sphäre im Ordnungsparameteraum abgebildet werden [Bra12, S. 13 f.].

2.3. Kibble-Zurek-Mechanismus

Der *Kibble-Zurek-Mechanismus* (KZM) behandelt das Auftreten von topologischen Defekten, wenn ein System bei hinreichend schneller Abkühlung einen Phasenübergang zweiter Ordnung passiert. Die für einen beobachtbaren Effekt notwendige Abkühlrate hängt dabei von intrinsischen Kopplungskonstanten bzw. der daraus resultierenden Mobilität der Defekte ab. Wird die Abkühlzeit soweit verkürzt, dass sie in der Größenordnung der Kommunikationszeit im gegebenen System liegt, führt die Phasenseparation in der Hochtemperaturphase zum Ausfrieren von Domänen gebrochener Symmetrie.

Der KZM ist ein fundamentales Konzept, welches in Systemen unterschiedlichster Größenskalen und Dimensionalitäten beobachtet werden konnte. T. W. B. KIBBLE veröffentlichte 1976 seine ersten theoretischen Überlegungen zur Beschreibung der Topologie des frühen Universums [Kib76]. Hierbei wird angenommen, dass sich das Universum nach dem Urknall kurzzeitig oberhalb einer kritischen Temperatur befand und beim darauffolgenden Abkühlen in die Tieftemperaturphase einen Phasenübergang durchquerte, der zu einer spontanen Symmetriebrechung führte. Als Folge hieraus wird die Bildung und Entwicklung von kosmischen Strings, Domänenwänden und Monopolen beschrieben. Diese Ideen griff W. H. ZUREK 1985 auf und schlug ein Experiment mit kryogenen Flüssigkeiten vor, in welchem die kosmischen Strings des frühen Universums mit den Vortexlinien des suprafluiden ^4He verglichen werden [Zur85]. Hieraus kristallisierte sich dann der KZM, der in

vielen anderen Systemen Anwendung fand wie z. B. in nematischen Flüssigkristallen [CDTY91], in suprafluidem ^3He [REG⁺96, BBF⁺96], in ferroelektrischen Materialien [GLD⁺12, LWK⁺14], in kristallinen Strukturen in Ionenfallen [URJ⁺13], in kolloidalen Monolagen [DDMK15], im akustischen Rauschen bei Deformation von Festkörpern [GGB⁺16] als auch in ultradünnen Eisenfilmen [EMG⁺17].

2.3.1. Symmetriebrechung

Ein physikalisches System besitzt eine Symmetrie oder Invarianz, wenn unter bestimmten Transformationen die Eigenschaften des Systems nicht verändert werden. Symmetrien werden unterteilt in diskrete (z. B. Spiegelsymmetrie) und kontinuierliche (z. B. Rotationssymmetrie) Symmetrien, wobei erstere eine endliche und letztere eine unendliche Anzahl von Symmetrieoperationen erlauben. Beim Übergang von der Hochtemperaturphase in die Niedrigtemperaturphase verringert sich in der Regel aus entropischen Gründen die Symmetrie. Beispielsweise besitzen die Spins eines Ferromagneten oberhalb der Curie-Temperatur keine Vorzugsrichtung, sind daher rotationsinvariant und haben eine hohe Symmetrie. Unterhalb der kritischen Temperatur zwingt die Austauschwechselwirkung benachbarte Spins zur parallelen Ausrichtung (vgl. Abschn. 2.1.4 für Details zu magnetischen Energiebeiträgen), wodurch die Symmetrie verkleinert wird. Diese Verringerung wird als *Symmetriebrechung* bezeichnet. In einem Festkörper findet beim Übergang von einer Glasphase zu einer kristallinen auch eine Symmetriebrechung statt, da im Glas die Atome keine langreichweitige Ordnung besitzen. Die periodische Gitterstruktur im Kristall hingegen weist diskrete Gitterplätze für die Atome auf, sodass nur gitterspezifische Symmetrien vorhanden sind. Es gibt jedoch auch Fälle, in denen der Phasenübergang keine Symmetriebrechung hervorruft wie z. B. beim Übergang von der Gas- in die flüssige Phase. Hier unterscheiden sich zwar die Abstände der Atome bzw. Moleküle zueinander deutlich, was allerdings keine Aufhebung einer Symmetrie darstellt.

2.3.2. Landau-Theorie

Thermodynamisch lässt sich ein System aus N Teilchen in der Hochtemperaturphase über den Druck p und die Temperatur T beschreiben. Beim Phasenübergang reichen diese Parameter jedoch nicht mehr aus, da bestimmte Symmetrien gebrochen werden. Die Lösung ist, einen abstrakten *Ordnungsparameter* ϕ einzuführen, welcher eine qualitative Beschreibung des Systems im Bereich der Symmetriebrechung ermöglicht. In nachfolgenden Berechnungen wird der einfachste Fall eines skalaren Ordnungsparameters angenommen, um eine anschauliche Darstellung zu erreichen.

In der *Landau-Theorie* [Lan37, TT87, CL95] wird daher der druck- und temperaturabhängigen *Gibbs-Energie* $G(p, T)$ ein Parameter ϕ hinzugefügt. Da ein konstanter Druck $p = p_0$ angenommen wird, ergibt sich $G(p, T, \phi) = G(T, \phi)$. Der Ordnungsparameter ϕ muss für Temperaturen oberhalb bzw. nahe der kritischen Temperatur T_c verschwinden, wobei sich die Gibbs-Energie um ϕ zu

$$G(T, \phi) = G_0(T) + \frac{1}{2}A(T)\phi^2 + \frac{1}{4}B(T)\phi^4 \quad (2.30)$$

nähern lässt. Hierbei stellen A und B die entsprechenden Entwicklungskoeffizienten dar. Aufgrund des kontinuierlichen Übergangs des Ordnungsparameters ϕ wird die Landau-Theorie für Phasenübergänge 2. Ordnung angewandt. Zudem sind Terme ungerader Ordnung aus Symmetriegründen ausgeschlossen. Außerdem kann die Entwicklung nach der vierten Ordnung abgebrochen werden, da $B > 0$ angenommen wird und ein Term höherer Ordnung für dieses Modell keinen Informationsgewinn liefert. ϕ ist im Gegensatz zu den anderen Parametern nicht frei wählbar, da sich die Ordnung immer so einstellt, dass sich die Energie G in einem Minimum befindet. Daraus folgt direkt:

$$\frac{\partial G(T, \phi)}{\partial \phi} = A(T)\phi + B(T)\phi^3 = \phi (A(T) + B(T)\phi^2) = 0, \quad (2.31)$$

$$\frac{\partial^2 G(T, \phi)}{\partial \phi^2} = A(T) + 3B(T)\phi^2 > 0. \quad (2.32)$$

Gl. (2.31) ist für $T > T_c$ und $T = T_c$ aufgrund des unter diesen Bedingungen verschwindenden Ordnungsparameters ($\phi = 0$) direkt erfüllt. Des Weiteren folgt aus Gl. (2.32) für $T > T_c$, dass $A > 0$ gilt. Für $T = T_c$ ergibt sich $\phi = 0$ und $A = 0$, da A einen Vorzeichenwechsel beim Phasenübergangspunkt erfahren muss. In der symmetriegebrochenen Phase bei $T < T_c$ sind diese Trivallösungen nicht mehr möglich, da $\phi > 0$ ist. In diesem Fall folgt aus Gl. (2.31)

$$\phi^2 = -\frac{A(T)}{B(T)} \text{ mit } A < 0 \text{ und } B > 0. \quad (2.33)$$

Die einfachsten möglichen Lösungen für A und B , die diese Bedingungen erfüllen, ergeben sich zu

$$A(T) = a(T - T_c), \quad (2.34)$$

$$B(T) = B > 0, \quad (2.35)$$

wobei $a > 0$ und B Konstanten sind, welche z. B. im Fall der Suprafluidität über systemabhängige Größen wie der Änderung der Wärmekapazität und der Dichteänderung am Phasenübergang bestimmt werden können [GP58]. Werden die Gln. (2.34) und (2.35) in Gl. (2.30) eingesetzt, folgt für die Gibbs-Energie

$$G(T, \phi) = G_0(T) + \frac{1}{2}a(T - T_c)\phi^2 + \frac{1}{4}B\phi^4 \quad (2.36)$$

und für den Ordnungsparameter ϕ ergibt sich mit Gl. (2.33) schließlich

$$\phi = \begin{cases} 0 & \text{für } T \geq T_c, \\ \pm\sqrt{\frac{a}{B}(T_c - T)} & \text{für } T < T_c. \end{cases} \quad (2.37)$$

In Abb. 2.5 ist die resultierende Gibbs-Energie für verschiedenen Temperaturen aufgezeigt.

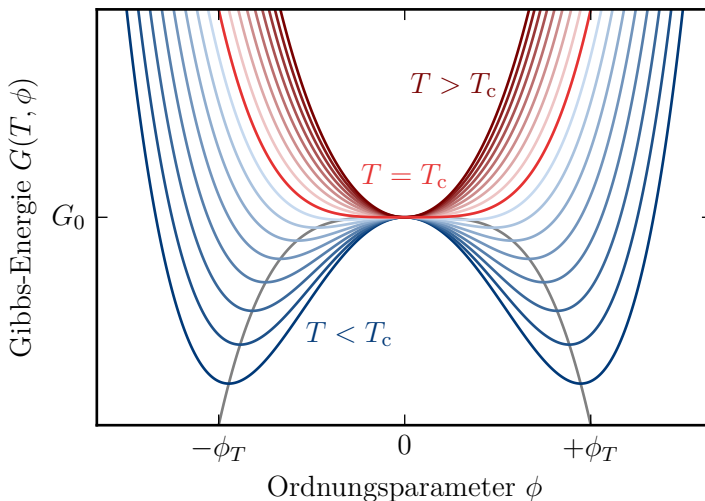


Abbildung 2.5.: Auftragungen der Gibbs-Energie $G(T, \phi)$ mit $G_0(T) = G_0 = \text{konst.}$ für verschiedene Temperaturen mit konstantem Abstand. Es sind Kurven für je acht Temperaturen bei $T < T_c$ und $T > T_c$ gezeigt. Die Linie für den Phasenübergangspunkt bei $T = T_c$ ist rot hervorgehoben. Die graue Kurve spiegelt den Verlauf der erlaubten Ordnungsparameter $\pm\phi_T$ für ein kontinuierliches Temperaturspektrum wieder.

Während in der symmetrischen Hochtemperaturphase bei $T > T_c$ nur ein Minima zu sehen ist, bilden sich in der symmetriebrochenen Phase bei $T < T_c$ zwei gleichwertige Potentialtöpfe aus. Hierbei zeigen die Schnittpunkte mit der grauen Kurve die Minima bzw. die erlaubten Werte für den Ordnungsparameter ϕ an. Welcher der beiden bei $T < T_c$ möglichen Werte $-\phi_T$ und $+\phi_T$ ausgewählt wird, bestimmt der Zufall. Bei der kritischen Temperatur $T = T_c$ fluktuieren die Werte stark, wie auch phänomenologisch aus dem breiten Potentialtopf ersichtlich wird, und es treten beide Phasen räumlich wie zeitlich nebeneinander und gleich häufig auf. Außerdem ist in diesem Grenzbereich die Phasenverteilung auf allen Größenskalen selbstähnlich, d. h. dass jeder beliebige Teilausschnitt allen anderen ähnelt. Letztere Eigenschaft kann z. B. in einem ferromagnetischen Ising-Modell auf einem zweidimensionalen Quadratgitter bei $T = T_c$ veranschaulicht werden [BDFN92, Krö00]. Bei Reduzie-

rung dieses Gitters auf nur zwei Spins, können diese genau von der oben berechneten Symmetriebrechung beschrieben werden. In der Hochtemperaturphase fluktuiert die Ausrichtung beider Spins um $S_{1,2} = \pm 1$ (Ordnungsparameterraum ergibt 0-Sphäre). Wird dieses System unter die Curie-Temperatur abgekühlt, bricht die Symmetrie und es wird aufgrund der Austauschwechselwirkung spontan $S_1 = S_2 = 1$ oder $S_1 = S_2 = -1$ angenommen. Als anwendungsbezogeneres Beispiel kann ein ultradünner magnetischer Film herangezogen werden, in welchem die Domänen durch die Formanisotropie meistens parallel zur Filmebene ausgerichtet sind. Hier können sich die Spins einer Domäne mit kontinuierlichen Winkeln in der Ebene anordnen, womit in der Tieftemperaturphase ein zweikomponentiger Ordnungsparameter entsteht. Die Gibbs-Energie resultiert dann in einer rotationssymmetrischen Fläche aus der entsprechenden Kurve in Abb. 2.5 um den Nullpunkt, welche an die Form eines Sombreros erinnert. Damit werden die beide Minima zu einer Kreislinie (1-Sphäre) aus einer kontinuierlichen Verteilung von möglichen Ordnungsparametern, welche die Phasen im Bereich $[0, 2\pi)$ repräsentieren und alle mit gleicher Wahrscheinlichkeit auftreten. In der Hochtemperaturphase zieht sich diese Kreislinie zu einem Punkt zusammen, womit die gleiche Symmetrie wie beim Ising-Modell herrscht. Diese Art von Potential tritt auch beim Higgs-Feld auf, welches im Folgenden eine tragende Rolle spielt.

2.3.3. Defektstrukturen im frühen Universum

In der Urknalltheorie wird davon ausgegangen, dass sich das Universum am Anfang in einer Singularität ohne Raum und Zeit konzentrierte und sich nach der Planck-Zeit $t_P = 10^{-43}$ s bei der Planck-Temperatur $T_P = 10^{32}$ K in einer symmetrischen Hochtemperaturphase befand. In diesem Zustand galten die bekannten physikalischen Gesetze noch nicht, und ein Phasenübergang, der zu einer Symmetriebrechung führt, kommt der Erklärung für die heute vorzufindenden Wechselwirkungen gelegen. Während dieses Übergangs können die massebehafteten Elementarteilchen und Wechselwirkungen aus einer lokalen Symmetriebrechung entstanden sein. Die spontan gebrochene Eichtheorie, welche dafür angewandt wird, ist heutzutage unter dem Namen Englert-Brout-Higgs-Guralnik-Hagen-Kibble-Mechanismus oder auch kurz *Higgs-Mechanismus* bekannt. Hier wird die von Null verschiedene Masse der Austauscheteilchen der schwachen Wechselwirkung – den W^\pm - und Z^0 -Bosonen – als auch der Fermionen aufgrund der Wechselwirkung mit dem Higgs-Feld beschrieben.

T. W. B. KIBBLE zeigte 1976, dass im frühen Universum unter der Annahme der Symmetriebrechung bei der kritischen Temperatur T_c Domänenstrukturen erwartet werden können, wobei die Art des Defektes von den n -ten Homotopiegruppen

$\pi_n(X)$ (vgl. Abschn. 2.2) mit dem topologischen Raum X des entarteten Vakuums abhängt. Er berechnete damit die Entstehung von Domänenwänden (zweidimensional), kosmischen Strings (eindimensional) und Monopolen (nulldimensional), die bis auf letztere stabil genug sein könnten, um immer noch präsent zu sein [Kib76, Kib80]. Die grundsätzliche Überlegung hierbei ist, dass der Ordnungsparameter ϕ beim Phasenübergangszeitpunkt t_c eine zufällige Phase aus dem Bereich $[0, 2\pi)$ im Minimum des sombrero-förmigen Higgs-Potential (vgl. Abschn. 2.3.2) erhält. Orte, die weiter als ct_c (c : Lichtgeschwindigkeit) voneinander entfernt sind, weisen nicht notwendigerweise die selbe Phase auf, weil sie höchstens mit Lichtgeschwindigkeit kommunizieren können und daher nicht korreliert sind. Das heißt, dass für die Korrelationslänge $\xi \leq ct_c$ gelten muss, wodurch die initiale Domänengröße bei t_c zwangsläufig begrenzt ist. Die räumlichen Übergänge von einer Domäne zur nächsten werden durch Domänenwände mit verschwindendem Ordnungsparameter ϕ getrennt. Die weitere Entwicklung von Domänenwänden (ähnliches gilt auch für Strings) wird hierbei bestimmt durch die Oberflächenspannung und Interaktion mit Materie. Diese Strukturen müssten sich mit der Zeit ausdehnen und heute über das gesamte Universum erstrecken. Hierbei gibt es jedoch ein Problem: Solch ausgedehnte Domänenwände können nach [ZKO74] ausgeschlossen werden, weil ihre Masse derer jeder bekannten Materie um den Faktor 10^8 überstiege. Dieser extreme Gravitationseffekt würde zu einer ausgeprägten Anisotropie in der kosmischen Hintergrundstrahlung führen, welche nicht beobachtet wird. Im Vergleich hierzu wird für die Masse von kosmischen Strings die Größenordnung 1 mg/m erwartet, woraus bei ähnlicher Ausdehnung eine geringere Masse als bei einem kleinen Planeten resultiert. Nach T. W. B. KIBBLE ist die einzige Möglichkeit, Domänenwände mit einer diskreten Symmetriebrechung in Einklang zu bringen, die Neutralität des Universums aufzugeben. Dies bedeutet, dass eine bestimmte Phase eine leichte Präferenz aufweist – z. B. eine geringe Bevorzugung für Materie gegenüber Antimaterie –, welche sich dann auf den gesamten Raum ausbreitete. Es wird heute davon ausgegangen, dass eine zufällige Phase eine leichte Asymmetrie im Higgs-Feld hervorrief und so für die Masse der Elementarteilchen verantwortlich ist.

2.3.4. Defektstrukturen in kondensierter Materie

Die theoretischen Konzepte von T. W. B. KIBBLE und seine daraus postulierten kosmischen Defektstrukturen liefern plausible Ansätze für den Higgs-Mechanismus, obwohl sie noch nicht beobachtet werden konnten. Er erkannte jedoch damals schon, dass Systeme kondensierter Materie viele Analogien zum frühen Universum aufweisen. W. H. ZUREK übertrug 1985 die Konzepte auf den Phasenübergang vom nor-

malen zum suprafluiden ^4He , in welchem Vortexlinien auftreten. Letztere verglich er als erste Anwendung in Systemen kondensierter Materie mit den kosmischen Strings des frühen Universums [Zur85].

Während im frühen Universum die Lichtgeschwindigkeit die begrenzende Korrelationsgeschwindigkeit war, hängt dies in Systemen kondensierter Materie von der Mobilität der Defekte ab, die von den intrinsischen Kopplungsparametern bestimmt wird. Um eine quantitative Betrachtung bei endlicher Abkühlrate zu erlauben, wird nach W. H. ZUREK ein linearer Temperaturverlauf betrachtet, bei welchem sich die Temperatur T und die Zeit t über denselben Parameter

$$\varepsilon = \frac{T - T_c}{T_c} = \frac{t}{t_Q} \quad (2.38)$$

beschreiben lässt, wobei t_Q die Abkühlzeit bis zum Phasenübergang ist. Damit ergibt sich aus der *Landau-Ginzburg-Theorie* für die Korrelationslänge

$$\xi = \frac{\xi_0}{|\varepsilon|^\nu} \quad (2.39)$$

und für die charakteristische Defektgeschwindigkeit

$$v = v_0 |\varepsilon|^{1-\nu}. \quad (2.40)$$

Hierbei ist der in nach der Landau-Ginzburg-Theorie bestimmte theoretische kritische Exponent $\nu = 1/2$, welcher unabhängig vom physikalischen System universell gelten sollte. In experimentellen Messungen beim suprafluiden Helium oder nach Näherungen über Renormierungsgruppenberechnungen zeigt sich jedoch, dass $\nu = 2/3$ besser die Ergebnisse vorhersagt, was die Komplexität der kritischen Übergangsphänomene verdeutlicht. Aus Gln. (2.39) und (2.40) folgt im Weiteren die Korrelationszeit

$$\tau = \frac{\xi}{v} = \frac{\tau_0}{|\varepsilon|} = \frac{\tau_0 T_c}{|T - T_c|} = \frac{\tau_0 t_Q}{|t|}, \quad (2.41)$$

wobei ξ_0 , v_0 und τ_0 systemspezifische Konstanten sind. Daraus ergibt sich für eine zeitliche Auftragung gegen die Temperatur ein linear mit der Abkühlzeit t_Q skalierender Verlauf

$$t = \frac{t_Q}{T_c} |T - T_c|. \quad (2.42)$$

Der Ausfrierzeitpunkt t_c wird so definiert, dass die Korrelationszeit τ genau der Zeit vor dem Phasenübergang entspricht, also

$$\tau(t_c) = t_c \quad (2.43)$$

gilt. Hieraus lässt sich mittels Gl. (2.41) schließlich

$$t_c = \sqrt{\tau_0 t_Q} \quad (2.44)$$

ermitteln.

In Abb. 2.6 ist die Korrelationszeit τ aus Gl. (2.41) und der zeitliche Verlauf t aus Gl. (2.42) für verschiedene Abkühlzeiten $t_{Q,i}$ gegen die Temperatur T aufgetragen.

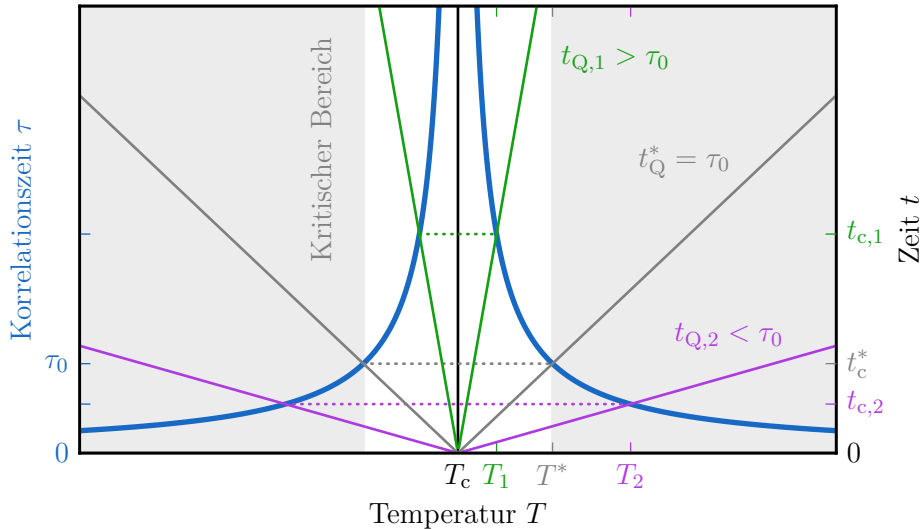


Abbildung 2.6.: Auftragungen der Korrelationszeit τ bzw. der Zeit t gegen die Temperatur T bei gleicher Achsenskalierung. Für den zeitlichen Temperaturverlauf sind je drei Abkühlvorgänge für unterschiedliche Abkühlzeiten $t_{Q,i}$ mit jeweils konstanten Abkühlraten gezeigt. Der Schnittpunkt der kritischen Rate mit der Korrelationszeit bei $t_Q^* = \tau_0$ definiert den grau hinterlegten Bereich, in welchem sichtbare Domänenstrukturen wahrscheinlich sind. Er ist nicht als scharfe Grenze, sondern eher als Richtwert zu verstehen, da das Auftreten von Defekten auch vom beobachteten Systembereich abhängt. Allgemein geben die Schnittpunkte der Geraden mit der Korrelationszeit die Zeiten $t_{c,i}$ bzw. Temperaturen T_i an, wo die Dynamik aus dem Gleichgewicht fällt. Der Nichtgleichgewichtsbereich ist durch gepunktete Linien illustriert.

Hierbei verschwindet der Ordnungsparameter um den Phasenübergangspunkt T_c , weshalb die Korrelationszeit an dieser Stelle divergiert. Kommend von der Hochtemperaturphase gilt für einen langsamen Abkühlvorgang mit konstanter Abkühlrate ($t_{Q,1} > \tau_0$, grüne Gerade), dass die Korrelationszeit τ bzw. -länge ξ groß und die Defektgeschwindigkeit v klein ist, wenn das System bei $t_{c,1}$ aus dem Gleichgewicht fällt. Hierdurch konnten die Defekte lange interagieren und die entstehenden Defektdomänen sind aufgrund der niedrigeren Ausfrieretemperatur T_1 groß und werden daher oft nicht sichtbar. Bei weiterer Abkühlung springt die Korrelationszeit über den eingezeichneten gepunkteten Pfad zum von T_c gegenüberliegenden Schnittpunkt mit der Zeitgeraden. Die hier symmetrisch dargestellte Korrelationszeit muss nicht

notwendigerweise einen gespiegelten Verlauf unterhalb der Phasenübergangstemperatur aufweisen, da dies durch das betrachtete System bedingt ist. Im gegenteiligen Fall einer schnellen Abkühlung ($t_{Q,2} < \tau_0$, lila Gerade) ist τ bzw. ξ klein und v groß, wenn das System sich beim Ausfrierzeitpunkt $t_{c,2}$ nicht mehr im Gleichgewicht befindet. Das heißt, dass nur wenig Zeit für Defekte zum Kommunizieren bzw. Korrelieren blieb und die bei höherer Temperatur T_2 kleineren und dadurch sichtbaren Nichtgleichgewichtsdomänen ausfrieren konnten. Bei schneller Abkühlung verhält sich das System also nicht mehr adiabatisch und verliert seine Ergodizität. Zu beachten ist, dass jedes System bei einer endlichen Kühlrate irgendwann aus dem Gleichgewicht fällt. Das Auftreten von Defekten hängt lediglich davon ab, ob die Domänengröße nicht die betrachtete Systemgröße übersteigt. Ein beobachtbares Ausfrieren von Defekten wird wahrscheinlich, wenn die Abkühlzeit t_Q sich in vergleichbarer Größenordnung oder kleiner gegenüber der systemspezifischen Korrelationszeitkonstante τ_0 befindet, wie in Abb. 2.6 als kritischer Bereich illustriert ist.

Um die ausgefrorene Korrelationslänge ξ_c zu berechnen werden Gln. (2.38) und (2.44) herangezogen und in Gl. (2.39) eingesetzt:

$$\xi_c = \xi_0 \left(\frac{t_Q}{\tau_0} \right)^{\frac{\nu}{2}}. \quad (2.45)$$

Damit ergibt sich nach der Landau-Ginzburg-Theorie $\xi_c^{\text{LG}} \propto t_Q^{1/4}$ und nach Renormierungsgruppennäherungen $\xi_c^{\text{RG}} \propto t_Q^{1/3}$. Nach [ZDZ05] lässt sich die Defektdichte ϱ nähern zu

$$\varrho \propto \frac{1}{\xi}, \quad (2.46)$$

woraus die entsprechenden ausgefrorenen Defektdichten $\varrho_c^{\text{LG}} \propto t_Q^{-1/4}$ bzw. $\varrho_c^{\text{RG}} \propto t_Q^{-1/3}$ folgen. Daraus ergibt sich, dass je schneller abgekühlt wird, desto mehr Defekte entstehen beim Ausfrierzeitpunkt in dem beobachteten Bereich.

3. Experimentelle Methoden

In diesem Kapitel werden die in dieser Arbeit eingesetzten experimentellen Methoden erläutert. Dabei wird zunächst auf die Herstellung und Charakterisierung der dünnen Schichtsysteme eingegangen. Im darauffolgenden Abschnitt wird der Versuchsaufbau unter Einbeziehung des Laserstrahlengangs und der schematischen Funktionsweise des Transmissionselektronenmikroskops (TEM) beschrieben. Außerdem wird der Laserstrahl am Ort der Probe charakterisiert. Da das Abbilden von magnetischen Domänen den Kernaspekt der Datenaufnahme in dieser Arbeit darstellt, wird zum Schluss auf die dafür benutzte *Lorentz-Mikroskopie* eingegangen.

3.1. Probenherstellung und -charakterisierung

Für die Probenherstellung wurden spezielle TEM-Membranen von *SPI Supplies / Structure Probe, Inc.* erworben, die entsprechend abgestimmt sind, um sie in einen TEM-Probenhalter einzubauen. Die Geometrien sind in Abb. 3.1 skizziert. Die Membranen bestehen aus einer 200 μm dicken Si-Substratscheibe, die einen Durchmesser von 3 mm besitzen, wie schematisch in Abb. 3.1(a) dargestellt ist.

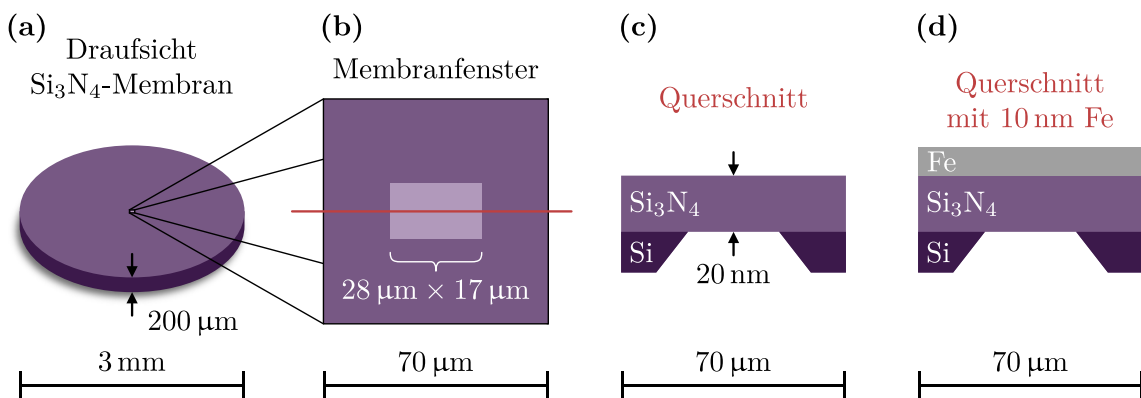
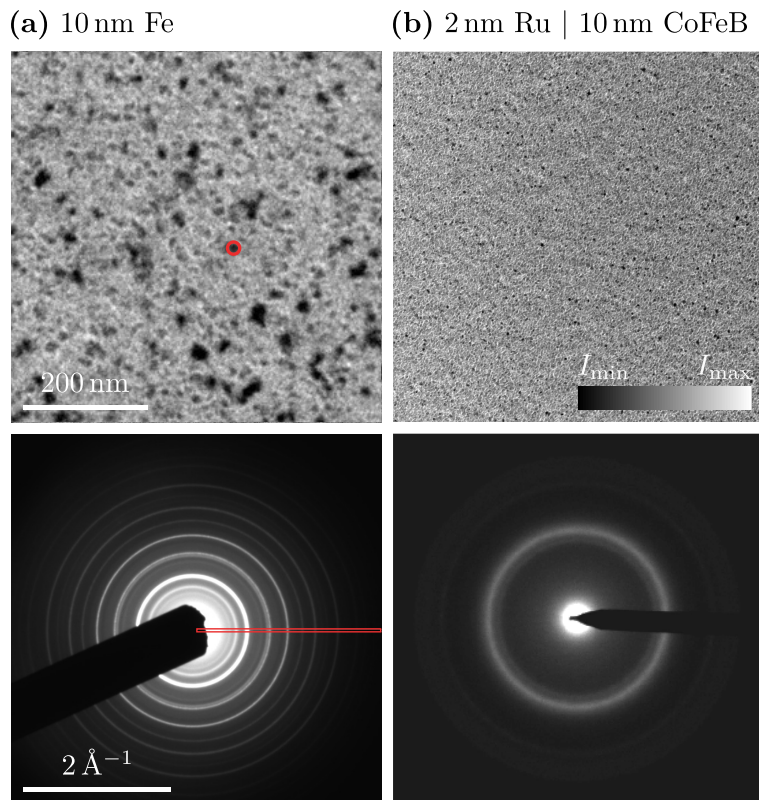


Abbildung 3.1.: Maßstabgetreue Probengeometrien. In (a) ist die gesamte Membran illustriert und in (b) ein vergrößerter Ausschnitt des 28 $\mu\text{m} \times 17 \mu\text{m}$ großen Membranfensters in der Probenmitte. In (c) ist der Querschnitt des Fensters und der keilförmige Ansatz des mittels Ätzung entfernten Siliziums zu sehen. (d) zeigt schließlich den Querschnitt der fertigen Probe mit aufgedampftem Eisen.

Hierauf wurde eine 20 nm dünne Schicht amorphes Si_3N_4 mithilfe der chemischen Gasphasenabscheidung aufgebracht. Danach wurde auf der Rückseite mittels Ätzung eine keilförmige Struktur aus dem Silizium entfernt, sodass in einem Fenster mit den Abmessungen $28 \mu\text{m} \times 17 \mu\text{m}$ lediglich die dünne Schicht Siliziumnitrid übrig blieb, wie in Abb. 3.1(b,c) gezeigt ist. Dieses dünne Fenster liefert genug Transmission für den Elektronenstrahl des TEMs, um Abbilden zu können. Für die Probenpräparation wurde diese Membran in eine Ultrahochvakuumanlage eingebaut und mittels unterschiedlicher Materialien bedampft (Abb. 3.1(d)).

Das Hauptmaterial in dieser Arbeit ist reines Eisen, wobei die Schicht mit einer Rate von $0,5 \text{ \AA/s}$ aufgedampft wurde, was inklusive Membran in einer Doppelschicht von $10 \text{ nm Fe} \mid 20 \text{ nm Si}_3\text{N}_4$ resultierte. Es wurden außerdem Proben mit Cobalt-Eisen-Bor und Ruthenium als Oxidationsschutzschicht präpariert. Diese ergaben Schichtstapel aus $2 \text{ nm Ru} \mid 10 \text{ nm CoFeB} \mid 20 \text{ nm Si}_3\text{N}_4$, wobei das CoFeB mit einer Rate von $0,4 \text{ \AA/s}$ über Kathodenzerstäubung (englisch: *sputter*) und das Ru mit $0,2 \text{ \AA/s}$ durch Aufdampfen präpariert wurde. Die CoFeB-Proben wurden zusätzlich mithilfe der Ionenfeinstrahlanlage (englisch: *focused ion beam*, kurz FIB) bearbeitet und so Lochmuster und verschieden große Inseln unterschiedlicher Geometrien wie Kreise, Quadrate und Rechtecke erzeugt, an denen ebenso Experimente durchgeführt wurden. In Abb. 3.2 sind TEM-Mikroskopieaufnahmen von beiden Probensystemen zu sehen.

Abbildung 3.2.: TEM: Kontraste (oben) und Beugungsmuster (unten) beider Probensysteme. In (a) ist $10 \text{ nm Fe} \mid 20 \text{ nm Si}_3\text{N}_4$ gezeigt (Außendurchmesser roter Kreis: 25 nm). Für das Beugungsbild wurde eine Lochblende mit einem Durchmesser von $11,1 \mu\text{m}$ verwendet. Die Mittelung der zehn Pixel des rot umrandeten Bereichs ist in Abb. 3.3 dargestellt. Das Realraumbild von $2 \text{ nm Ru} \mid 10 \text{ nm CoFeB} \mid 20 \text{ nm Si}_3\text{N}_4$ in (b) ist auf die gleiche Größe und Intensitätsskala wie in (a) skaliert. Das Beugungsbild (Blendendurchmesser: $0,85 \mu\text{m}$) ist nicht kalibriert.



Hierbei sind in der oberen Zeile in Abb. 3.2(a) ein vergrößerter Ausschnitt der Fe-Probe und in Abb. 3.2(b) in selber Skalierung entsprechend für die CoFeB-Probe abgebildet. Es wird hier deutlich, dass das Fe Kristallite einer Korngröße von durchschnittlich ~ 25 nm (wie Durchmesser von eingezeichnetem rotem Kreis) zeigt, wobei die Größe relativ stark streut. Die Durchmesser übersteigen dabei teils das dreifache der Schichtdicke (10 nm). Der Ru-CoFeB-Schichtstapel ist hingegen wesentlich homogener mit Strukturgrößen von ~ 5 nm, die im Vergleich zum Fe eine kleinere relative Varianz in ihrer Größe aufweisen. In der unteren Zeile von Abb. 3.2 sind die dazugehörigen Beugungsbilder im reziproken Raum zu sehen. Hier lassen sich in Abb. 3.2(a) deutlich die Ringe einer polykristallinen Struktur erkennen, während sich in Abb. 3.2(b) ein typisches Bild für eine amorphe Schicht ohne Kristallite ergibt und die Ringe lediglich durch Beugung an der kleineren Lochblende (Durchmesser: $0,85 \mu\text{m}$) induziert werden.

In Abb. 3.3 ist für die Eisenprobe das über zehn Pixel gemittelte Intensitätsspektrum der Messung gegen den Wellenvektor (roter Kasten in Abb. 3.2(a), unten) aufgetragen.

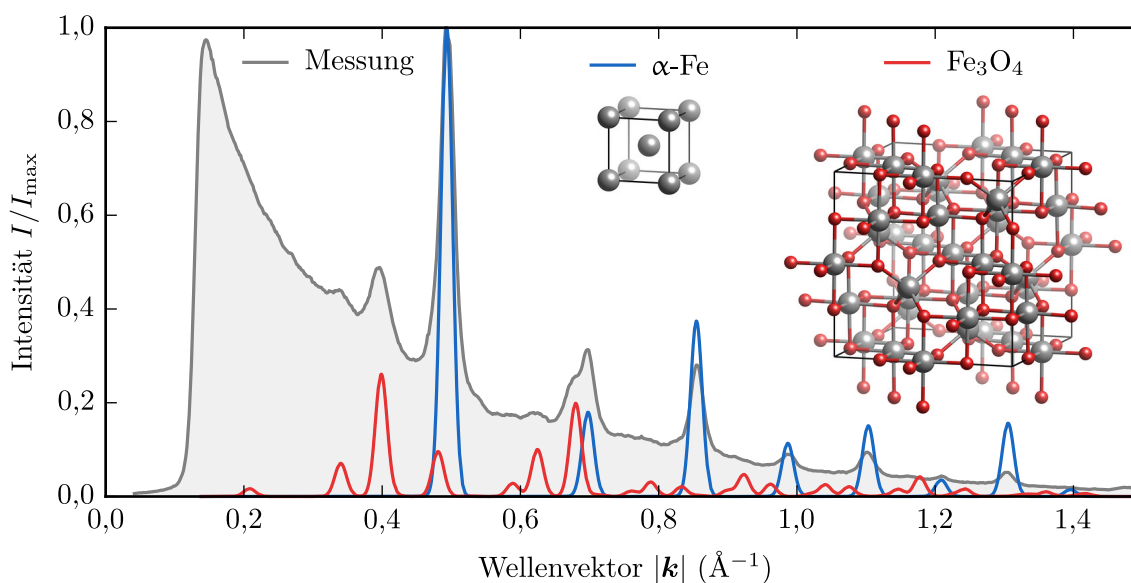


Abbildung 3.3.: Auf die jeweiligen Maxima normierte Intensitätsspektren des im Beugungsmuster in Abb. 3.2(a) markierten Bereichs in Abhängigkeit des Wellenvektors $|\mathbf{k}|$. Außerdem sind die theoretischen mittels *CrystalMaker*³ und den Strukturdaten aus der *Crystallography Open Database*⁴ berechneten Pulverbeugungsmuster von α -Fe und Fe_3O_4 für die gleiche Schichtdicke bei Elektronenbeugung eingezeichnet. Die jeweiligen Elementarzellen sind mit dem Programm *VESTA*⁵ visualisiert. Eisenatome sind grau und Sauerstoffatome rot dargestellt, wobei beim Fe_3O_4 auch die Bindungen eingezeichnet sind.

³<http://www.crystallmaker.com/>

⁴<http://www.crystallography.net/cod/>

⁵<http://jp-minerals.org/vesta/en/>

Zusätzlich sind für ein polykristallines Pulver und Elektronenstreuung die theoretischen Beugungsspektren für α -Fe und seinem Oxid Magnetit (Fe_3O_4 , genauer $\text{Fe}^{2+}(\text{Fe}^{+3})_2\text{O}_4$, siehe gezeigte Elementarzelle) bei selber Schichtdicke berechnet. Hierbei wurden die Messung und die α -Fe-Kurve jeweils auf das Intensitätsmaximum bei $|\mathbf{k}| \approx 0,5 \text{ \AA}^{-1}$ normiert, wobei die rote Kurve des Fe_3O_4 entsprechend relativ zur blauen mitskaliert wurde. Die Messkurve wurde auf der Wellenvektorachse so gestaucht, dass die Positionen der blauen Peaks mit den korrespondierenden der Messdaten übereinstimmen. In den Daten ist der *Zero-loss peak* der ohne Streuung transmittierten Elektronen auf das Beugungsspektrum aufaddiert. Es lassen sich trotzdem gut alle α -Fe-Peaks identifizieren, welche eine Intensität von $I/I_{\text{max}} = 0,1$ übersteigen. Selbiges gilt für die Fe_3O_4 -Peaks, sodass diese beiden Materialien die Beugungsstruktur bestimmen, da keine nicht zu diesen beiden Strukturen gehörenden Peaks sichtbar sind. Des Weiteren besitzt die amorphe Si_3N_4 -Membran keine langreichweitige Ordnung und erzeugt deshalb auch keine zusätzlichen Peaks. Außerdem ist zu erkennen, dass nach der Theorie der Magnetit-Peak des Doppelringes bei $|\mathbf{k}| \approx 0,7 \text{ \AA}^{-1}$, den des Eisens übersteigen sollte. In den Messdaten ist dieser jedoch geringer ausgeprägt. Zudem sind die Ringe (was für kleinere Blenden noch deutlicher wird) vom Fe_3O_4 homogener und nicht so körnig wie beim Fe. Beides spricht dafür, dass die Schicht oberflächlich relativ homogen, aber nicht vollständig oxidiert ist. An der unterschiedlichen Peak-Höhe lässt sich abschätzen, dass etwa ein Drittel der Eisenschicht zu Magnetit oxidiert ist und die anderen zwei Drittel aus α -Fe bestehen. Hierbei muss erwähnt werden, dass die Charakterisierung nachträglich stattfand und die im weiteren Verlauf verwendeten Lorentz-Bilder teilweise ein bis zwei Jahre vorher aufgenommen worden sind. Da die Proben immer unter Luftatmosphäre gelagert wurden, stellt die abgeschätzte Oxidschichtdicke die obere Grenze dar.

3.2. Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau gliedert sich grob in zwei Teile. Zum einen gibt es das Lasersystem, über welches die Anregungspulse generiert werden. Zum anderen wurde ein modifiziertes TEM zum Abbilden der Probe benutzt. Auf diese beiden Systeme wird im Folgenden eingegangen, wobei zum Ende des Abschnitts noch der auf der Probe auftreffende Laserpuls charakterisiert wird.

3.2.1. Lasersystem

Das Lasersystem ist schematisch mit den wichtigsten Komponenten in Abb. 3.4 dargestellt.

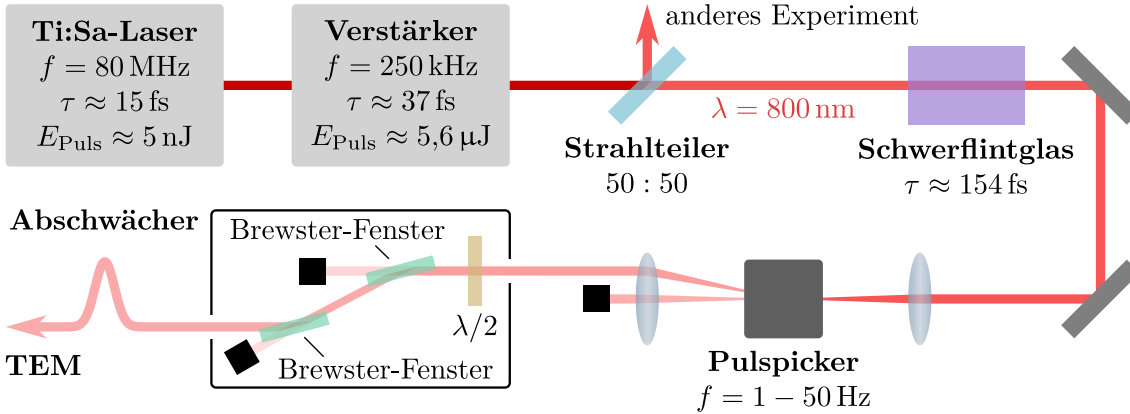


Abbildung 3.4.: Vereinfachter schematischer Strahlengang. Der Laseroszillator besteht aus einem Titan:Saphir-Laser mit Verstärkersystem, wobei der resultierende Strahl über einen Strahlteiler zur Hälfte zu einem anderen Experiment weitergeleitet wird. Danach wird er im Schwerflintglas gestreckt, über einen Pulspicker selektiert und schließlich durch einen Abschwächer auf die gewünschte Pulsenergie justiert, bevor der Einzelpuls den TEM-Aufbau erreicht. Die in der Skizze nicht benannten optischen Komponenten sind Spiegel (graue Rechtecke), Linsen (Ovale) und Strahlblocker (schwarze Quadrate).

Der verwendete Titan:Saphir-Laser-Oszillator (Ti:Sa-Laser) vom Modell *Vitara-T* von *Coherent Inc.* emittiert auf einer Wellenlänge von $\lambda = 800 \text{ nm}$ mit einer Repetitionsrate von $f = 80 \text{ MHz}$, gaußförmigen Pulsen der Dauer von $\tau \approx 15 \text{ fs}$ (Halbwertsbreite) und Energien von $E_{\text{Puls}} \approx 5 \text{ nJ}$. Dieser speist den Laserverstärker *RegA 9040* des selben Unternehmens, wodurch die Energie pro Puls auf Kosten der Repetitionsrate ($f = 250 \text{ kHz}$) und Pulsdauern ($\tau \approx 37 \text{ fs}$) auf $E_{\text{Puls}} \approx 5,6 \text{ μJ}$ erhöht wird. Der Strahl wird nach dem Verstärken über einen 50 : 50-Strahlteiler zu einem anderen Experiment weitergeführt, das parallel betrieben wird. Über ein 1 cm langes Schwerflintglas der Bezeichnung *SF6* von *SCHOTT North America, Inc.* werden die Pulse für die Halbwertsbreite nach der Formel

$$\tau(z) = \tau_0 \sqrt{1 + \left(4 \ln 2 \frac{z D_\nu}{\tau_0^2}\right)^2} \quad (3.1)$$

auf $\tau(1 \text{ cm}) \approx 154 \text{ fs}$ gestreckt [ST07, S. 963 f.], wobei z die Dicke des Flintglases, $\tau_0 \approx 37 \text{ fs}$ die Eingangspulsdauer und $D_\nu \approx 199 \text{ fs}^2/\text{mm}$ die Gruppengeschwindigkeit bei $\lambda = 800 \text{ nm}$ im Glas darstellen [SCH15, Pol17c]. Diese Streckung ist notwendig, da der Pulspicker, der hier ein akustooptischer Modulator (AOM) ist, ansonsten weiße Lichtanteile erzeugt, welche zu einer Bandbreitenerweiterung

in der gaußförmigen Frequenzverteilung des Pulses führen. Durch den AOM wird mithilfe zweier identischen plan-konvexen Linsen mit einer Brennweite von 750 mm hindurchfokussiert. Beim AOM handelt es sich um das Modell *FQM-80-10-800/wc*, welcher von *Brimrose Corporation of America* produziert wird. Der AOM besitzt einen für die verwendete Wellenlänge optisch zu $> 98\%$ durchlässigen SiO_2 -Kristall, der mittels Piezoelement auf eine Frequenz von 80 MHz akustisch moduliert wird. Die Schwingung führt zu einer periodischen Dichte- und Brechungsindexänderung im optischen Medium, wodurch Interferenz durch Bragg-Beugung auftritt. Die nullte Ordnung wird geblockt, wie in Abb. 3.4 zu sehen, und die erste unter einem flachen Winkel von $\sim 0,3^\circ$ mit einer Effizienz von 55 % weitergeleitet. Die hohe Effizienz in der ersten Ordnung wird durch eine angewinkelte Ausrichtung erreicht, wobei alle höheren Ordnungen im AOM selbst geblockt werden. Um nur einen Puls auszukoppeln, wird das in Nanosekunden aktivierbare Piezoelement für einen Zeitintervall von $3,8\ \mu\text{s}$ eingeschaltet. Nur in diesem Fenster tritt Bragg-Beugung auf, was gerade ausreicht, um genau einen Puls auszukoppeln, da diese bei 250 kHz Repetitionsrate einen zeitlichen Abstand von $4\ \mu\text{s}$ zueinander aufweisen. Das Zeitfenster ist dabei auf jeden 320sten Puls vom Ti:Sa-Laser gelockt ($80/320\ \text{MHz} = 250\ \text{kHz}$), wird jedoch elektronisch so gesteuert, dass es lediglich mit einer Frequenz von 1 – 50 Hz bzw. „auf Knopfdruck“ Pulse auskoppelt. Das letzte relevante Bauteil vor dem TEM-Setup ist der Abschwächer *ultraFAST Watt Pilot - 2-UWP-R2-0800-M* von *UAB ALTECHNA*. In diesem wird eine elektronisch rotierbare $\lambda/2$ -Platte verwendet, um den horizontal polarisierten Laserstrahl zu drehen. Die beiden Brewster-Fenster reflektieren jeweils die vertikale Richtung zu nahezu hundert Prozent, sodass die Laserleistung über die Rotationsrichtung in einem Bereich von 0,1 – 70 % angepasst werden kann.

3.2.2. Transmissionselektronenmikroskop

Bei den verwendeten TEMs handelte es sich um modifizierte Versionen des *JEOL 2010F* und des *JEOL 2100F*, wie schematisch in Abb. 3.5 zu sehen ist. Für die Experimente wurden diese im Modus kleiner Vergrößerung verwendet, in welchem die Hauptobjektivlinse abgeschaltet ist. Dies ermöglicht ein sehr niedriges magnetisches Feld an der Probenposition von 190 Oe [LSZ07, KH12]. In späteren Experimenten wurde eine spezielle mit Mu-Metall abgeschirmte Lorentz-Objektivlinse verwendet, die das lokale Feld an der Probe auf 5 Oe reduziert [LSZ07]. Zusätzlich gibt es ein lichtdurchlässiges Fenster, über welches der Laserstrahl auf die Probe gelangt und mittels Linse dort positioniert werden kann. Beide Eigenschaften zusammen verleihen dem TEM seinen Namen *Laser- und Lorentz-Transmissionselektronenmikro-*

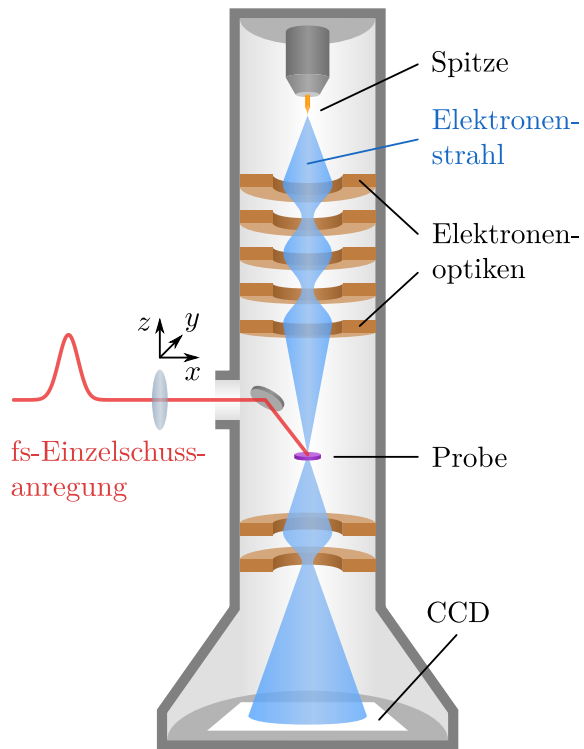


Abbildung 3.5.: Aufbau des Laser- und Lorentz-Transmissionselektronenmikroskops. An der Seite besitzt das TEM ein für den Laser durchlässiges Fenster, wodurch der Strahl über einen Spiegel auf die Probe gelenkt wird. Vor dem Fenster befindet sich eine auf drei Achsen verfahrbare piezogesteuerte Linse, die zum fokussieren und positionieren der Femtosekundeneinzelpulse eingesetzt wird. Der Elektronenstrahl durchdringt mit speziellen Elektronenoptikeinstellungen (Lorentz-Modus, vgl. Abschn. 3.3) die Membran und die Abbildung wird über den CCD-Sensor aufgenommen.

skop, kurz L^2 TEM. Weitere technische Details zum TEM-Aufbau und der Technik im Allgemeinen können in [Bor15, FBS⁺17] nachgelesen werden. Die Messaufnahmen am L^2 TEM der in dieser Arbeit präsentierten Ergebnisse entstanden dabei mithilfe von MARCEL MÖLLER und JAN GREGOR GATZMANN.

3.2.3. Laserstrahlcharakteristik auf der Probe

Um die Laserleistung auf der Probe zu bestimmen wird die *Rasierklingenmethode* angewandt. Hierfür wird der Laserstrahl mit der in Abb. 3.5 eingezeichneten Linse so verfahren, dass er für die Reflektivität eine möglichst scharfe Kante passiert. Für diese Messung wurde die Kante einer unbehandelten Si_3N_4 -Membran mit den Dimensionen $500\ \mu\text{m} \times 500\ \mu\text{m}$ und einer Dicke von $50\ \text{nm}$ verwendet. Aufgrund des Siliziumsubstrats sinkt die Reflektivität stark neben dem Fenster stark ab. Das zurückreflektierte Licht wird über eine Photodiode aufgefangen.

Für die Grundmode einer gaußförmigen Intensitätsverteilung $I(x, y, z)$ folgt nach [Mes08, Abschn. 2.3] in kartesischen Koordinaten

$$I(x, y, z) = I_0 \frac{w_{0,x} w_{0,y}}{w_x(z) w_y(z)} \exp\left(-\frac{2(x - x_0)^2}{w_x(z)^2}\right) \exp\left(-\frac{2(y - y_0)^2}{w_y(z)^2}\right). \quad (3.2)$$

Dabei ist (x, y) der Vektor der lateralen Ausdehnung, z die Ausbreitungsrichtung des Strahls und I_0 die Spitzenintensität bei $x = x_0$ sowie $y = y_0$ an der Fokusebene

$z = z_0$. Weiter ergibt sich über

$$w_i(z) = w_{0,i} \sqrt{1 + \frac{(z - z_{0,i})^2}{z_{R,i}^2}} \quad (3.3)$$

der Strahlradius, wobei $z_{R,i} = n\pi w_{0,i}/\lambda$ die Rayleigh-Länge ist (n : Brechungsindex, λ : Vakuumwellenlänge), welche den Abstand von der kleinsten zur doppelten Strahlquerschnittsfläche darstellt. $w_{0,i}$ gibt den minimalen Strahlradius bei $z = z_{0,i}$ (Strahltaile) an, wobei hier von einem ovalförmigen Strahlprofil mit $w_{0,x} \neq w_{0,y}$ ausgegangen wird. Innerhalb der Strahlfläche $\pi w_x(z)w_y(z)$ befinden sich dabei immer $1 - e^{-2} \approx 86\%$ der gesamten Strahlintensität.

Die Strahlradien $w_i(z)$ werden über die Rasierklingenmethode bestimmt. Die vom Fokus abhängige an der Photodiode gemessene Laserleistung $P(x_K, z)$ ergibt sich aus Gl. (3.2) über die Integration des bis zur scharfen Kante bei x_K verschobenen Spots (in folgender Formel entlang der x -Achse):

$$P(x_K, z) = I_0 \frac{w_{0,x}w_{0,y}}{w_x(z)w_y(z)} \int_{-\infty}^{x_K} \exp\left(-\frac{2(x-x_0)^2}{w_x(z)^2}\right) dx \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{2(y-y_0)^2}{w_y(z)^2}\right) dy \quad (3.4)$$

$$= A(z) \operatorname{erf}\left(\frac{\sqrt{2}(x_K - x_0)}{w_x(z)}\right) + B(z). \quad (3.5)$$

Hierbei sind $A(z)$ und $B(z)$ nur von der Fokusebene z abhängig. Diese Rechnung kann analog für die y -Achse ausgeführt werden.

Die Messergebnisse der Rasierklingenmethode sind in Abb. 3.6 veranschaulicht. In Abb. 3.6(a) sind beispielhaft zwei Messkurven und deren Anpassungen an Gl. (3.5) für die y -Achse mit dem größten ($z = 0$ mm) und dem kleinsten ($z = 5,5$ mm) Strahlradius aufgezeigt. Es wurden fünf Linsenpositionen aufgenommen und bei jeder z -Position jeweils in x - und y -Richtung die Laserleistung gemessen. Die Ergebnisse aus den Fits sind in Abb. 3.6(b) aufgetragen. Zusätzlich wurden die bestimmten Strahlradien beider Richtungen an Gl. (3.3) angepasst. Es wird ersichtlich, dass der Strahl geringfügig oval ist, da er unterschiedliche minimale Strahlradien und Krümmungen in x - und y -Richtung aufweist. Außerdem ist ein leichter Astigmatismus feststellbar, weil die Minima nicht beim selben Fokuspunkt (z -Position) liegen. Dies ist bestimmt durch die Justage des Strahlengangs und Linsenfehler. Aus den Fits

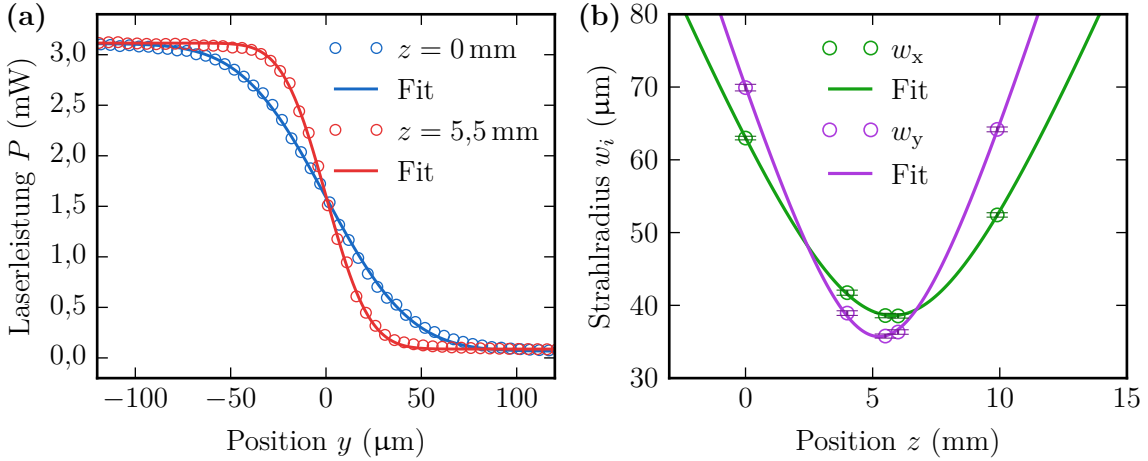


Abbildung 3.6.: Messungen und Fits nach Rasierklingenmethode. (a) zeigt die Laserleistung P gegen die Position in y -Richtung für den größten ($z = 0 \text{ mm}$) und den kleinsten ($z = 5,5 \text{ mm}$) gemessenen Strahlradius mit den dazugehörigen Fits an Gl. (3.5). Zur besseren Veranschaulichung wurden die Messdaten anhand des Fits zu $y_0 = 0$ verschoben. In (b) sind alle Resultate der Strahlradien aus den Fits jeweils für die x - und y -Achse gegen den Fokus z mit Standardabweichung aufgetragen und an Gl. (3.3) angepasst.

folgt für die Strahlradien:

$$w_{0,x} = (38,60 \pm 0,11) \mu\text{m} , \quad (3.6)$$

$$w_{0,y} = (35,7 \pm 0,3) \mu\text{m} . \quad (3.7)$$

Für $z = 5,5 \text{ mm}$ ergibt sich für die gesamte Strahlfläche ein Minimum, weshalb diese Einstellung für die Messungen in dieser Arbeit angewandt wurde, wobei für die entsprechenden Strahlradien nach den Anpassungen an Gl. (3.5)

$$w_x(5,5 \text{ mm}) = (38,6 \pm 0,4) \mu\text{m} , \quad (3.8)$$

$$w_y(5,5 \text{ mm}) = (35,8 \pm 0,3) \mu\text{m} \quad (3.9)$$

folgt. Die gesamte Leistung P_{ges} berechnet sich aus dem Integral der Intensität aus Gl. (3.2) über den ganzen Raum zu

$$P_{\text{ges}} = \frac{\pi}{2} I_0 w_{0,x} w_{0,y} . \quad (3.10)$$

Im weiteren Verlauf werden die Daten in Abhängigkeit der Fluenz

$$F = I_0 \Delta t \quad (3.11)$$

aufgetragen, die sich aus der Spitzenintensität I_0 des gaußschen Strahlprofils und der

Zeit $\Delta t = 4 \mu\text{s}$, die zwischen zwei aufeinanderfolgenden Pulsen liegt, zusammensetzt. Mit Gl. (3.10) kann F als

$$F = \frac{2}{\pi} \frac{P_{\text{ges}} \Delta t}{w_{0,x} w_{0,y}} \quad (3.12)$$

geschrieben werden. Da die Leistung vor dem Eintrittsfenster in das TEM gemessen wird und danach weitere Leistungsverluste an optischen Komponenten (drei Silberspiegel, ein Goldspiegel und ein UV-Quarzglasfenster von *Thorlabs GmbH*) auftreten, muss der am optischen Leistungsmessgerät gemessene Wert P_0 um einen entsprechenden Verlustfaktor A bereinigt werden, sodass schließlich $P_{\text{ges}} = AP_0$ folgt.

3.3. Lorentz-Mikroskopie

Wenn sichergestellt werden kann, dass im TEM an der Probe keine äußeren Magnetfelder induziert werden, ist es über eine Phasenkontrasttechnik – der *Lorentz-Mikroskopie* – möglich, senkrecht zur Strahlrichtung orientierte magnetische Domänen sichtbar zu machen. Hierzu muss das TEM ohne die Hauptobjektivlinse, also in einem Modus niedrigerer Vergrößerung, betrieben werden. Es gibt auch speziell geschirmte Polschuhe, die auf diesen Betrieb ausgelegt sind und höhere Vergrößerungen ermöglichen. Je nach Probe werden so magnetische Strukturen im Bereich 2 – 20 nm sichtbar [PLDG02, S. 1787]. Die Lorentz-Mikroskopie hat ihren Namen aufgrund der den Elektronenstrahl ablenkenden Lorentz-Kraft

$$\mathbf{F}_L = -|e|(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (3.13)$$

mit e der Elementarladung, \mathbf{E} dem elektrostatischen Feld der Probe, \mathbf{v} der Geschwindigkeit der Elektronen und \mathbf{B} der magnetischen Flussdichte in der Probe. Letzteres trägt nur zum Kraftterm bei, wenn die Elektronentrajektorien einen senkrechten Anteil zum Flussdichtevektor aufweisen. Zusätzlich werden die Elektronen von magnetischen Streufeldern ober- und unterhalb der Probe abgelenkt. Wie aus Gl. (3.13) ersichtlich, hängt die Ablenkungsrichtung von der Richtung der Magnetisierung der jeweiligen Domäne in der Probe ab. Der Lorentz-Winkel β_L beschreibt die Ablenkung und kann als

$$\beta_L = \frac{e\lambda t}{h} |\mathbf{B} \times \mathbf{n}| \quad (3.14)$$

ausgedrückt werden, wobei λ die de-Broglie-Wellenlänge des Elektrons, t die Probendicke, h das Plancksche Wirkungsquantum und \mathbf{n} der Einheitsvektor parallel zur Strahlrichtung ist. Die Ablenkung steigt also linear mit der Dicke des Films t

und des zum Strahl senkrechten Anteils des magnetischen Flusses $B_{\perp} = |\mathbf{B} \times \mathbf{n}|$. Der typische Ablenkwinkel β_L bewegt sich in der Größenordnung von $10 \mu\text{rad}$. Dieser ist so klein, dass er nicht mit der Bragg-Streuung in Konflikt tritt, da letztere Ablenkungen im Bereich von $1 - 10 \text{ mrad}$ hervorruft [PLDG02, S. 1788].

Die Beziehung zum Phasenschub φ auf die ebenen Elektronenwellenfronten nach der Transmission durch das Schichtsystem lässt sich zu

$$\nabla\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\beta_L\mathbf{e} \quad (3.15)$$

bestimmen, wobei \mathbf{e} ein geeigneter Einheitsvektor ist. Mittels Gln. (3.14) und (3.15) kann in einem homogen magnetisierten Bereich

$$\nabla\varphi = \frac{e}{\hbar}tB_{\perp}\mathbf{e} = -\frac{e}{\hbar}t(\mathbf{B} \times \mathbf{n}) \quad (3.16)$$

mit \hbar dem reduzierten Planckschen Wirkungsquantum gefunden werden [DGZ00, S. 43].

Es gibt prinzipiell zwei unterschiedliche Betriebsmodi des TEMs, die zu der Lorentz-Mikroskopie zählen. Dazu gehört zum einen der *Foucault*- und zum anderen der *Fresnel-Modus*. Für ersteren wird der Fokus genau auf die Probenebene eingestellt und ein Teil der von der Lorentz-Kraft aufgespaltenen Strahlen unterschiedlicher Domänen durch eine Blende geblockt. So erscheinen die Domänen auf der Probe mit Magnetisierungsrichtungen, die gerade noch durch die Blende fallen heller als solche, die geblockt werden. Damit wird direkt die Magnetisierungsrichtung in Helligkeitsabstufungen sichtbar. Da jener Modus im Rahmen dieser Arbeit nicht benutzt wurde, wird sich hier auf den Fresnel-Modus konzentriert.

3.3.1. Fresnel-Modus

Für den Fresnel-Modus wird die Fokusebene nicht wie üblich auf die Probenebene, sondern je nach Probendicke bis zu einigen hundert Mikrometern darüber oder darunter gelegt. Hierdurch werden Domänenwände als helle und dunkle Linien sichtbar. Der Vorgang ist grafisch in Abb. 3.7 für eine nichtmagnetische und eine Probe mit Domänen veranschaulicht. In Abb. 3.7(a) ist der schematische Verlauf des Elektronenstrahls für eine nichtmagnetische Probe zu sehen. Die verschieden hell gefärbten Bereiche stellen hier andere Materialien dar, die zu anderen Transmissionseigenschaften des Elektronenstrahls führen. Der Strahl wird mittels Elektronenlinse fokussiert, passiert eine Blende und trifft dann in der Fokusebene auf den CCD-Sensor. In Abb. 3.7(b) befindet sich eine magnetisierte Probe, wobei die einzelnen Domä-

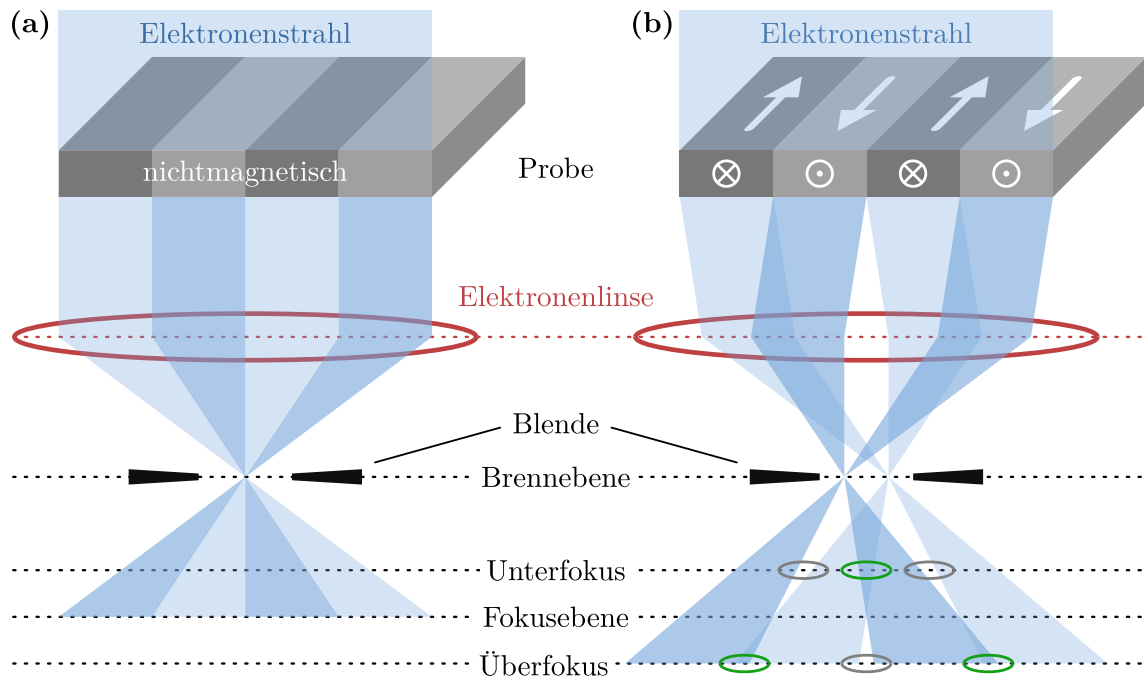


Abbildung 3.7.: Lorentz-Mikroskopie im Fresnel-Modus. In (a) trifft der zweidimensional dargestellte Elektronenstrahl auf eine nichtmagnetische Probe und wird mittels Elektronenlinse durch eine Blende auf die Fokusebene projiziert. (b) zeigt selbiges für eine magnetisierte Probe (Domänen mit Pfeilen gekennzeichnet). Die durch die Lorentz-Kraft aufgespaltenen Strahlen werden in unterschiedlichen Punkten in der Brennebene gebündelt und verursachen abhängig vom Fokus Bereiche niedriger (graue Ovale) bzw. hoher (grüne Ovale) Intensität an den Domänenwänden.

nen mittels Pfeilen markiert sind. Die Lorentz-Kraft führt bei der Transmission des Strahls zur Ablenkung der Elektronen, sodass in der Brennebene verschiedene Fokuspunkte entstehen, die jeweils einer Magnetisierungsrichtung entsprechen. In der Fokusebene ergibt sich gerade wieder ein unverfälschtes Abbild der Probe wie in Abb. 3.7(a). Wenn die Fokusebene so justiert ist, dass sie auf dem CCD-Sensor liegt und jetzt mittels Elektronenlinse stärker fokussiert wird, verschiebt sich die eingezeichnete *Überfokusebene* auf den Sensor. Dabei bildet sich abhängig von der Domänenpaarkonfiguration ein Überlapp bzw. Spalt zwischen den durch benachbarte Domänen unterschiedlicher Ausrichtung transmittierten Elektronenstrahlen. Dies wird als helle bzw. dunkle Linien an den Orten der Domänenwände sichtbar und ist hier mit grünen bzw. grauen Ovalen gekennzeichnet. Wird der Strahl schwächer fokussiert, verschiebt sich die *Unterfokusebene* auf den CCD-Sensor und es ergibt sich ein analoges Bild. Über- und Unterfokus unterscheiden sich dabei in zwei Punkten: Zum einen ist der Helligkeitskontrast der Domänenwände invertiert und zum anderen ist die Vergrößerung des Unterfokuses geringer als die des Überfokuses. Dies wird durch die Farben und Abstände der eingezeichneten Ovale deutlich.

3.3.2. Magnetischer Kontrast

Wie sich die Fokussierung im Experiment auf das Fe-System aus Abb. 3.1 mit magnetischer Textur auswirkt, wird an den Lorentz-Bildern aus Abb. 3.8 sichtbar. Zu beachten ist, dass die Lorentz-Kraft bei magnetischen Vortices abhängig von ihrer Rotationsrichtung zu einem lokalen Fokussieren (im Uhrzeigersinn bzw. rechtsdrehend) oder Defokussieren (gegen den Uhrzeigersinn bzw. linksdrehend) des Elektronenstrahls führt, was in hellen bzw. dunklen Punkten mündet. Im Überfokus bei $\Delta z = +z_1$ (Abb. 3.8(a)) ist ein invertierter Kontrast und eine höhere Vergrößerung im Vergleich zum Unterfokus bei $\Delta z = -z_1$ (Abb. 3.8(c)) zu sehen. Der magnetische Kontrast verschwindet im Fokus ($\Delta z = 0$) in Abb. 3.8(b) vollständig. Es ist ein Defekt (markiert mit weißem Pfeil) zu sehen, der auch im Fokus noch erkennbar bleibt und ebenso seinen Kontrast vom Über- zum Unterfokus umkehrt. Dies liegt daran, dass jedes Phasenobjekt beim „Durchfokussieren“ seinen Kontrast invertiert. Daher liefert diese Methode keinen hinreichenden Beweis für einen von magnetischen Domänen verursachten Kontrast.

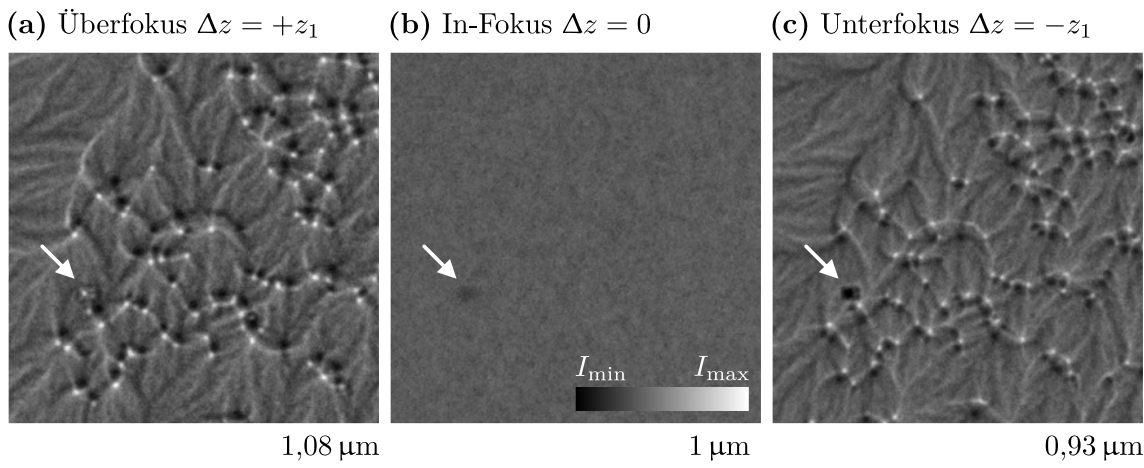
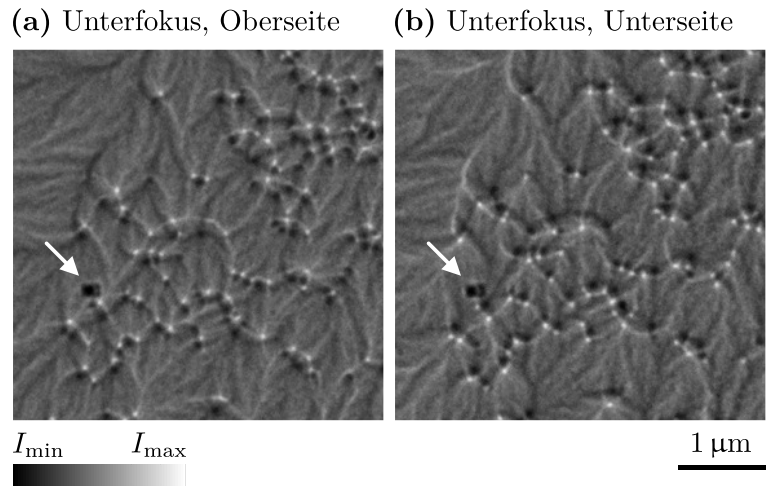


Abbildung 3.8.: Lorentz-Mikroskopie eines Vortex-Antivortex-Netzwerks bei verschiedenen Defoki Δz . Da die Vergrößerung bei Über- (a), In- (b) und Unterfokus (c) variiert, wurde zur besseren Vergleichbarkeit als Koordinatenursprung der mit dem weißen Pfeil markierte Defekt gewählt. Die Skalenbalken sind bei allen Bildern gleich groß und machen so den Vergrößerungs- bzw. Verkleinerungseffekt beim Über- und Unterfokus deutlich. Alle Aufnahmen sind auf die gezeigte Intensitätsskala normiert.

Um sicher zu stellen, dass die zustande kommenden Kontraste nicht struktureller Natur sind, sondern durch die lokalen Magnetisierungen entstehen, muss die Probe von beiden Seiten Lorentz-mikroskopiert werden. Das bedeutet, dass zunächst von der Oberseite bei einem bestimmten Defokus ein Abbild aufgenommen wird, danach die Probe ausgebaut, im TEM-Halter gewendet, wieder eingebaut und bei selbem Defokus eine Aufnahme erstellt wird. Das Resultat ist in Abb. 3.9 gezeigt.

Abbildung 3.9.: Lorentz-Mikroskopie vom Eisenfilm von beiden Seiten bei selbem Defokus. In (a) ist zum Vergleich das Bild aus Abb. 3.8(c) dargestellt. In (b) wurde die Probe im TEM-Halter umgedreht und per Software gespiegelt. Der Kontrast invertiert sich, außer beim mit weißem Pfeil markierten Defekt.



Hierbei ist zu erkennen, dass sich der Kontrast bei der Aufnahme von der Oberseite in Abb. 3.9(a) zum Abbild von der Unterseite in Abb. 3.9(b) invertiert, wie es bei einem magnetischen Kontrast zu erwarten ist. Gleichzeitig ändert sich im Gegensatz zu Abb. 3.8 der Kontrast des markierten Defekts nicht. Demnach muss es sich bei den Defekten um magnetische Texturen handeln.

4. Modellierung

Für die Auswertung und Interpretation der Ergebnisse dieser Arbeit wurden bestimmte theoretische Modelle benutzt, die in diesem Abschnitt näher erläutert werden sollen. Es wird zunächst auf die mathematische Rekonstruktion der Magnetisierung anhand der Lorentz-Mikroskopiebilder eingegangen. Danach folgt die Erläuterung des thermischen Modells, welches den zeitlichen Temperaturverlauf nach Auftreffen des Laserpulses im untersuchten Eisenschichtsystem beschreibt. Auf die dabei gefundenen Ergebnisse wird auch das Abkühlverhalten des zum Schluss beschriebenen XY-Modells angepasst. Letzteres wird zunächst erklärt und danach die Simulationsergebnisse vorgestellt, welche später mit den experimentellen Messungen verglichen werden können.

4.1. Rekonstruktion der Magnetisierung

In diesem Abschnitt werden zunächst die theoretischen Grundlagen zur Rekonstruktion der Magnetisierungsvektoren erörtert und im Nachhinein praktische Beispiele gezeigt und auf zu beachtende Besonderheiten eingegangen.

4.1.1. Theoretische Herleitung

Wie bereits in Abschn. 3.3 erwähnt, kann die normale Bragg-Beugung gut von der Ablenkung durch die Lorentz-Kraft unterschieden werden, weil der Ablenkungswinkel von letzterer um mehrere Größenordnungen kleiner ausfällt. Ziel ist es aus der einfachen Intensitätsabbildung den in der Ebene liegenden Anteil (englisch: *in-plane*) der Magnetisierung zu rekonstruieren, was im Detail in [PN98, DG03, S. 649–657] diskutiert wird. Hierfür wird als Ansatz die *Transport-of-intensity equation* (TIE) herangezogen:

$$\nabla [I(\mathbf{r},0)\nabla\varphi(\mathbf{r})] = -\frac{2\pi}{\lambda} \frac{\partial I(\mathbf{r},z)}{\partial z} \Big|_{z=0}. \quad (4.1)$$

Im Wesentlichen bringt diese Gleichung die Intensität $I(\mathbf{r},z)$ des Elektronenstrahls am Ort \mathbf{r} (in der x - y -Ebene) und Defokus z mit der Elektronenphase $\varphi(\mathbf{r})$ in einen Zusammenhang. Vor dem Transmittieren durch die Probe können die Elektronen-

wellenfronten in guter Näherung als ebene Wellen mit der de-Broglie-Wellenlänge λ dargestellt werden. $\varphi(\mathbf{r})$ drückt dann den durch die Lorentz-Kraft aufgeprägten von dieser ebenen Wellenfront abweichenden lokalen Phasenanteil aus. Die TIE kann mit einigen Überlegungen und Fourier-Umformungen analytisch zu

$$\varphi(\mathbf{r}) = C' \sum_{i=1}^2 \mathcal{F}^{-1} \left[\frac{q_i}{|\mathbf{q}|^2} \right] * \left(\frac{\mathcal{F}^{-1} \left[\frac{q_i}{|\mathbf{q}|^2} \right] * \left. \frac{\partial I(\mathbf{r}, z)}{\partial z} \right|_{z=0}}{I(\mathbf{r}, 0)} \right) \quad (4.2)$$

aufgelöst werden [DG03, S. 653 ff.]. Hierbei ist C' eine Konstante, \mathcal{F} die zweidimensionale Fourier-Transformierte und $\mathbf{q} = q_1 \mathbf{e}_1 + q_2 \mathbf{e}_2$ der dazugehörige reziproke Gittervektor. Da die benutzten Proben sehr ebene Filme ohne makroskopische Strukturierung darstellen, kann das In-Fokus-Bild als homogen verteilter Intensitätswert angenommen werden (siehe Abb. 3.8(b)), wodurch sich $I(\mathbf{r}, 0) = I_0$ ergibt. Somit kann im Gegensatz zu den allgemein benötigten drei Bildern (Über-, Unter- und In-Fokus) bei z. B. mikrostrukturierten Filmen in [DGZ00, DG03, PLDG02] die Rekonstruktion mit einem Bild im Über- oder Unterfokus genähert werden. Dadurch sinkt der Aufwand eine große Anzahl an Rekonstruktionen zu erstellen erheblich. Damit und mithilfe des Faltungstheorems $f * g = \mathcal{F}^{-1} [\mathcal{F}[f] \cdot \mathcal{F}[g]]$ kann Gl. (4.2) weiter zu

$$\varphi(\mathbf{r}) = \frac{C'}{I_0} \mathcal{F}^{-1} \left[\frac{\mathcal{F} \left[\left. \frac{\partial I(\mathbf{r}, z)}{\partial z} \right|_{z=0} \right]}{|\mathbf{q}|^2} \right] \quad (4.3)$$

vereinfacht werden. Für kleine Defoki Δz kann die Ableitung der Intensität zu

$$\left. \frac{\partial I(\mathbf{r}, z)}{\partial z} \right|_{z=0} \approx \frac{I(\mathbf{r}, \Delta z) - I(\mathbf{r}, 0)}{\Delta z} = \frac{I(\mathbf{r}, \Delta z) - I_0}{\Delta z} \quad (4.4)$$

diskretisiert werden, womit $\partial I(\mathbf{r}, z)/\partial z$ direkt proportional zum Defokuskontrast ist. Für kleine Werte $|\mathbf{q}|^2$ divergiert Gl. (4.3), weshalb es zu einer Verstärkung des Rauschens kleiner Frequenzen kommt. Um dies zu vermeiden wird eine Regularisationskonstante $d\mathbf{q}$ nach A. N. TIKHONOV eingeführt [HPPLDG14], wodurch mit Gl. (4.4) schließlich

$$\varphi(\mathbf{r}) = C \mathcal{F}^{-1} \left[\frac{\mathcal{F} [I(\mathbf{r}, \Delta z) - I_0]}{|\mathbf{q}|^2 + |d\mathbf{q}|^2} \right] \quad (4.5)$$

folgt, wobei C eine Konstante ist. Da nun φ aus den Daten wiederherstellbar ist, kann mittels Gl. (3.16) der senkrechte Anteil zum einfallenden Elektronenstrahl des magnetischen Flusses in der Probe als

$$\mathbf{B}_\perp(\mathbf{r}) = -\frac{\hbar}{te} \nabla \varphi(\mathbf{r}) \propto -\nabla \varphi(\mathbf{r}) \quad (4.6)$$

geschrieben werden und hängt somit bei konstanter Probendicke t nur vom lokalen Phasenschub der transmittierten Elektronenwellenfronten ab. Um aus der Phase wieder die rekonstruierte Intensität I_{rekon} zu erhalten, wird in Gl. (4.1) die Näherung aus Gl. (4.4) benutzt, womit

$$I_{\text{rekon}}(\mathbf{r}, \Delta z) = -\frac{I_0 \lambda \Delta z}{2\pi} \nabla^2 \varphi(\mathbf{r}) + I_0 \propto -\nabla^2 \varphi(\mathbf{r}) \quad (4.7)$$

resultiert, was proportional zum Laplace-Operator der Phase ist.

4.1.2. Praktische Anwendung und Besonderheiten

Um die am Bildrand auftretenden Artefakte der Fourier-Transformation in Gl. (4.5) zu vermeiden, werden die Bilder entsprechend Abb. 4.1 symmetrisiert, sodass periodische Randbedingungen herrschen [VZDG02].

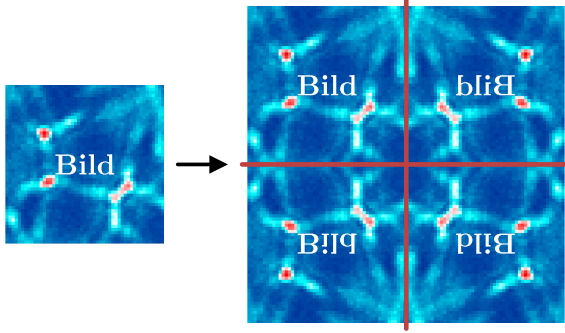


Abbildung 4.1.: Symmetrisierung. Das originale Intensitätsbild auf der linken Seite wird für die Rekonstruktion periodisch symmetrisiert, indem es an den in rot eingezeichneten Achsen gespiegelt wird. Dies ergibt auf der rechten Seite ein viermal so großes Bild.

Abb. 4.2 zeigt Beispiele von Rekonstruktionen der Elektronenwellenphase φ aus Gl. (4.5), dem senkrechten magnetischen Fluss \mathbf{B}_\perp aus Gl. (4.6) und der rekonstruierten Intensität I_{rekon} aus Gl. (4.7) für verschiedene Regularisationskonstanten $|\mathbf{d}\mathbf{q}|$. Die wichtigsten dafür verwendeten Matlab-Skripte sind in Anh. A.1 zu finden, wobei die Bildauflösung hier konstant bei `resolution = 107,1 Pixel/ μm` lag. Die von dem in Abb. 4.2(a) gezeigten Ursprungsbild ausgehenden rekonstruierten Bilder in Abb. 4.2(b,c) verlieren für große $|\mathbf{d}\mathbf{q}| = \{20 \mu\text{m}^{-1}, 100 \mu\text{m}^{-1}\}$ die langwelligen Frequenzen, sodass die kurzwelligen Anteile, zu denen auch solche der (Anti-)Vortices gehören, in den Vordergrund treten. Dies führt zu einer stärkeren Lokalisierung der Defekte und ist gleichzusetzen mit dem aus der Bildbearbeitung bekannten Scharfzeichnungsfilter, was auch in der rekonstruierten Intensität in Abb. 4.2(d) sichtbar wird. Bemerkenswert ist, dass für kleine $|\mathbf{d}\mathbf{q}| = \{4 \cdot 10^{-4} \mu\text{m}^{-1}, 10^{-3} \mu\text{m}^{-1}\}$ Artefakte in den rekonstruierten Intensitäten erst für drei Größenordnungen kleinere Werte auftreten als in der mittleren Zeile ($|\mathbf{d}\mathbf{q}| = 2,5 \mu\text{m}^{-1}$) zu sehen sind. Dies spricht für einen stabilen Rekonstruktionsalgorithmus. In der rekonstruierten Phase und Magnetisierung sind dabei nur marginale Veränderungen sichtbar. Es stellt sich heraus,

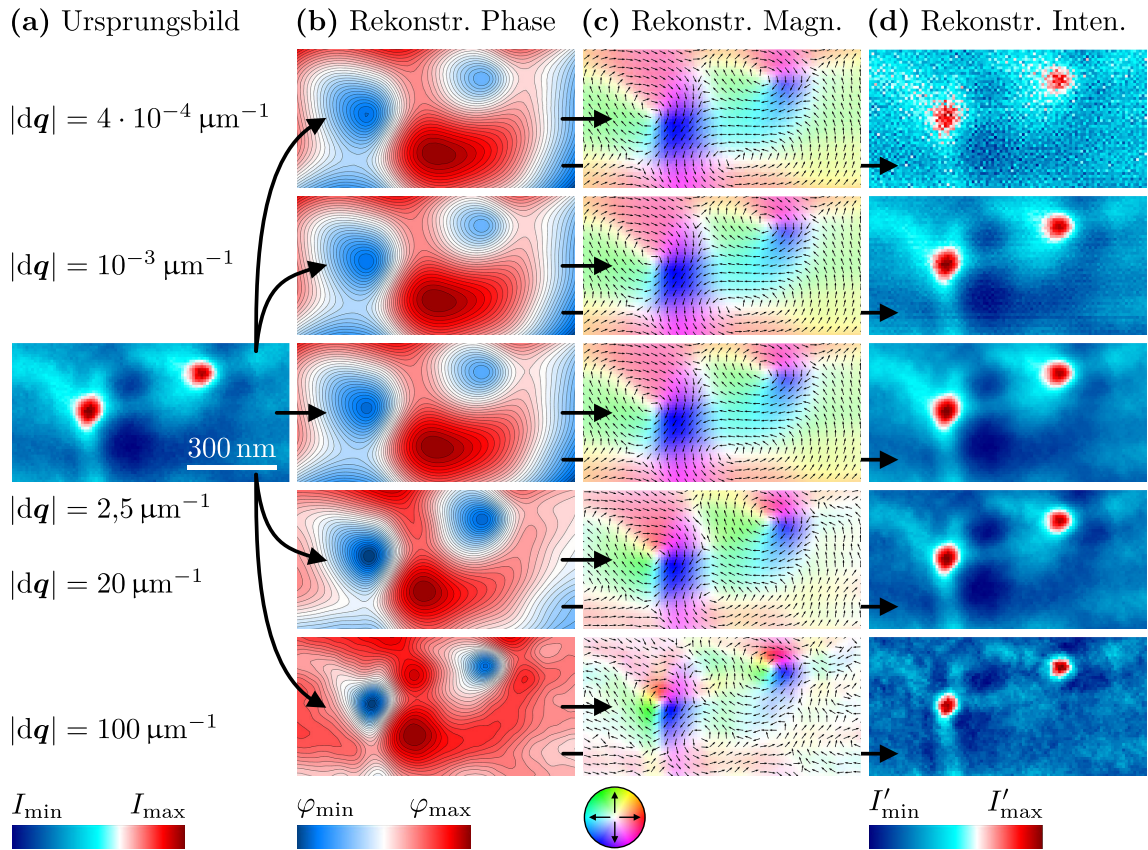


Abbildung 4.2.: Rekonstruktionen für verschiedene Regularisationskonstanten $|d\mathbf{q}|$ eines 100×50 Pixel Ausschnitts. In (a) ist das Ursprungsbild zu sehen, aus welchem zunächst in (b) die Elektronenwellenphase als Höhenliniendiagramm rekonstruiert wurde. Ausgehend hiervon wurde die Magnetisierungsrichtung in (c) wiederhergestellt. Sie wird als Bild im HSV-Farbraum dargestellt, wobei der Winkel als Farbton (englisch: *hue*) und die Länge des normierten Magnetisierungsvektors als Sättigung (englisch: *saturation*) kodiert sind. Der Hellwert (englisch: *value*) ist überall auf 100 % fixiert. Die Pfeile geben den mittleren Winkel eines Feldes der Dimensionen von 3×3 -Pixel wieder und deuten zusätzlich die Ausrichtung der Magnetisierung an. In (d) ist die ebenfalls aus der Phase rekonstruierte Intensität abgebildet.

dass die in der mittleren Zeile aufgeführten Bilder für $|d\mathbf{q}| = 2,5 \mu\text{m}^{-1}$ (entspricht einer Wellenlänge von 400 nm) zuverlässige Ergebnisse darstellen, da die rekonstruierte Intensität kaum vom Ursprungsbild zu unterscheiden ist. Dieser Wert wird daher für Rekonstruktionen bis zu Dimensionen von $8 \mu\text{m} \times 8 \mu\text{m}$ bei einer Auflösung von $\text{resolution} = 107,1 \text{ Pixel}/\mu\text{m}$ verwendet.

Dass es kaum eine Veränderung für $|d\mathbf{q}| \leq 2,5 \mu\text{m}^{-1}$ gibt, liegt daran, dass der Bildausschnitt klein gewählt ist. Dies führt dazu, dass die Funktion `detrend2D.m` (vgl. Anh. A.1.2), welche die Phase φ von seinem konstanten Offset in Form einer geneigten Ebene befreit, effektiv arbeitet. Für größere Bildausschnitte mittelt sich die Offset-Ebene natürlicherweise heraus und der Effekt von `detrend2D.m` spielt in

der Regel keine große Rolle mehr. In diesem Fall wird die Wahl von $|\mathbf{d}\mathbf{q}|$ entscheidend, da die Regularisationskonstante für große Werte – also Verstärkung kleiner Wellenlängen – einen ähnlichen Effekt wie `detrend2D.m` hat. Dies liegt daran, dass eine konstante Ebene kaum von einer großen Wellenlänge im Fourier-Raum zu unterscheiden ist. Die Auswirkungen von größeren Bildausschnitten und `detrend2D.m` bei konstantem $|\mathbf{d}\mathbf{q}|$ sind in Abb. 4.3 illustriert.

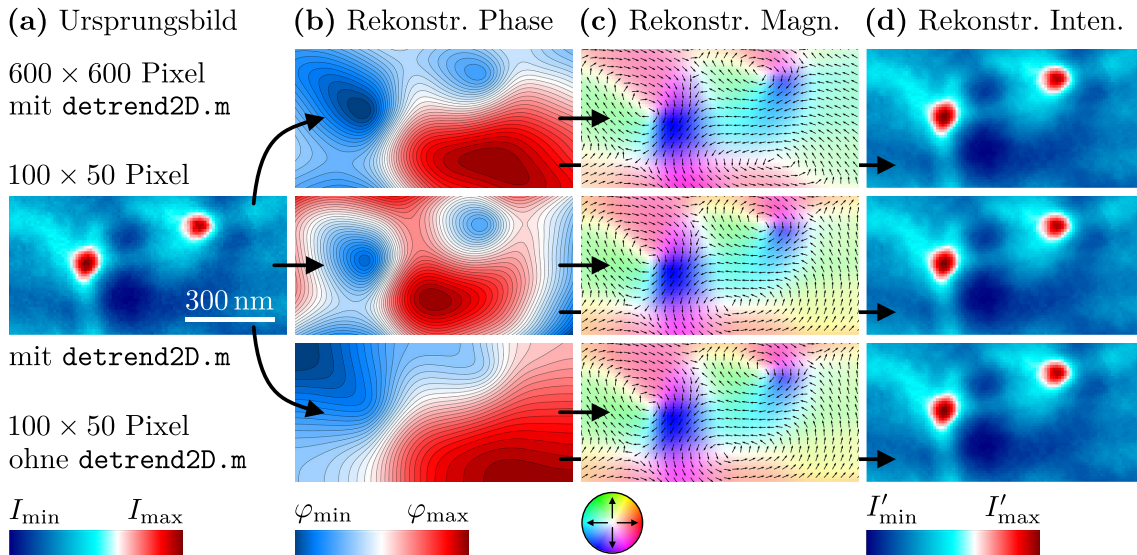


Abbildung 4.3.: Rekonstruktionen für $|\mathbf{d}\mathbf{q}| = 2,5 \mu\text{m}^{-1}$ bei unterschiedlichen Parametern analog zu Abb. 4.2, wobei die mittlere Zeile beider Abbildungen identisch sind. In der oberen Zeile wurde ein Ursprungsbild von 600×600 Pixeln rekonstruiert und dann entsprechend soweit mittig vergrößert, dass wieder der gleiche 100×50 -Pixel-Ausschnitt aus der mittleren Zeile zu sehen ist. Der einzige Unterschied von der mittleren Zeile zur unteren Zeile ist, dass in der unteren die Funktion `detrend2D.m` nicht angewendet wurde.

Hier sind in der mittleren Zeile zum Vergleich die gleichen Aufnahmen wie in Abb. 4.2 für $|\mathbf{d}\mathbf{q}| = 2,5 \mu\text{m}^{-1}$ gezeigt. In der oberen Zeile wurde eine Rekonstruktion eines Bereiches von 600×600 Pixeln vorgenommen, der gerade mittig um den in Abb. 4.3(a) abgebildeten Bereich von 100×50 Pixeln lag. Ansonsten wurde kein Parameter verändert, sodass es sich lediglich um einen vergrößerten Ausschnitt eines größeren Gesamtbilds handelt. Auffällig sind die deutlichen Änderungen in der rekonstruierten Phase und Magnetisierung (Abb. 4.3(b,c)). Der Unterschied in der Phase liegt einerseits an der anderen Ebene, die durch `detrend2D.m` subtrahiert wird und andererseits daran, dass sich die Regularisationskonstante durch den größeren Ausschnitt und dem daher unterschiedlichen reziproken Gitter relativ gesehen ändert (vgl. auch Matlab-Skript in Anh. A.1.1). Die relative Änderung von $|\mathbf{d}\mathbf{q}|$ führt zur deutlichen Variation der Magnetisierung, wirkt sich jedoch nur geringfügig in der rekonstruierten Intensität in Abb. 4.3(d) aus, sodass kein Unterschied wahrnehmbar wird. In der

unteren Zeile wurde lediglich die Funktion `detrend2D.m` auskommentiert (Zeile 22 in Anh. A.1.1), wodurch die Phase einen so starken Trend erhält, dass sie gar nicht mehr den Texturen des Ursprungsbilds zuzuordnen ist. Da dieser konstante Faktor beim Ableiten verschwindet, hat dies keine Auswirkungen auf die rekonstruierte Magnetisierung und Intensität.

Ferner spielt die Bildauflösung `resolution` eine wichtige Rolle, wenn Aufnahmen mit unterschiedlichen Auflösungen herangezogen werden sollen. Um beispielsweise vergleichbare Rekonstruktionen der gleichen Probenstelle bei unterschiedlichen Auflösungen `resolution1` und `resolution2` zu erhalten, muss

$$\frac{|d\mathbf{q}_1|}{\text{resolution}_1} = \frac{|d\mathbf{q}_2|}{\text{resolution}_2} =: Q \quad (4.8)$$

gelten. Somit müssen sich hier auch $|d\mathbf{q}_1|$ und $|d\mathbf{q}_2|$ für ähnliche Resultate unterscheiden. Um die Vergleichbarkeit zu gewährleisten, wird bei den Rekonstruktionen der Magnetisierung in dieser Arbeit (wenn nicht anders angegeben) das Verhältnis so gesetzt, dass sich ein Regularisationsquotient von

$$\frac{|d\mathbf{q}|}{\text{resolution}} = \frac{2,5 \mu\text{m}^{-1}}{107,1 \text{ Pixel}/\mu\text{m}} = 0,0233 \text{ Pixel}^{-1} =: Q_0 \quad (4.9)$$

ergibt.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass das Resultat der Rekonstruktion vom betrachteten Bildbereich und dem Quotienten aus der Regularisationskonstante $|d\mathbf{q}|$ und der Bildauflösung `resolution` abhängt. Außerdem wirkt sich das Entfernen des konstanten Offsets mittels `detrend2D.m` stark auf die rekonstruierte Phase von kleinen Bildausschnitten aus.

4.2. Thermisches Modell

Um die thermischen Vorgänge nach dem Laserbeschuss auf ultrakurzen Zeitskalen nachvollziehen zu können, werden die Temperaturen der einzelnen Schichten des Fe-Si₃N₄-Stapels aus Abb. 3.1 zeitabhängig simuliert. Hierfür wird angenommen, dass die Si₃N₄-Membran für das Laserlicht transparent ist und so initial nur das Elektronensystem des Eisens aufgeheizt wird, welches an das Phononensystem gekoppelt ist. Infolge der thermischen Anbindung relaxiert letzteres wiederum über das Siliziumnitrid. Der laterale Wärmetransport kann im simulierten Zeitraum aufgrund der im Vergleich zur Ausdehnung sehr dünnen Schichten vernachlässigt werden.

Die zugrunde liegenden gekoppelten Differentialgleichungen für die Elektronen-

temperatur $T_{\text{Fe}}^{\text{El}}$ und die Phonontemperatur $T_{\text{Fe}}^{\text{Ph}}$ des Eisens sowie die Temperatur des Siliziumnitrids $T_{\text{Si}_3\text{N}_4}$ besitzen die Form:

$$c_{\text{Fe}}^{\text{El}}(T_{\text{Fe}}^{\text{El}}) \frac{\partial T_{\text{Fe}}^{\text{El}}}{\partial t} = g_{\text{Fe}}^{\text{El-Ph}}(T_{\text{Fe}}^{\text{El}}) (T_{\text{Fe}}^{\text{Ph}} - T_{\text{Fe}}^{\text{El}}) + P(t), \quad (4.10)$$

$$c_{\text{Fe}}^{\text{Ph}}(T_{\text{Fe}}^{\text{Ph}}) \frac{\partial T_{\text{Fe}}^{\text{Ph}}}{\partial t} = g_{\text{Fe}}^{\text{El-Ph}}(T_{\text{Fe}}^{\text{El}}) (T_{\text{Fe}}^{\text{El}} - T_{\text{Fe}}^{\text{Ph}}) + \frac{1}{d_{\text{Fe}} R_{\text{Fe-Si}_3\text{N}_4}} (T_{\text{Si}_3\text{N}_4} - T_{\text{Fe}}^{\text{Ph}}), \quad (4.11)$$

$$c_{\text{Si}_3\text{N}_4} \frac{\partial T_{\text{Si}_3\text{N}_4}}{\partial t} = \frac{1}{d_{\text{Si}_3\text{N}_4} R_{\text{Fe-Si}_3\text{N}_4}} (T_{\text{Fe}}^{\text{Ph}} - T_{\text{Si}_3\text{N}_4}). \quad (4.12)$$

Hierbei ist c_i die entsprechende spezifische Wärmekapazität, $g_{\text{Fe}}^{\text{El-Ph}}$ die Elektron-Phonon-Kopplungskonstante für Eisen, $d_{\text{Fe}} = 10 \text{ nm}$ bzw. $d_{\text{Si}_3\text{N}_4} = 20 \text{ nm}$ die Dicke der jeweiligen Schicht und $R_{\text{Fe-Si}_3\text{N}_4} = 5 \text{ nKm}^2/\text{W}$ der thermische Grenzflächenwiderstand zwischen Fe und Si_3N_4 . Letzterer wurde in [JZCG12] für $\text{CoFe-Si}_3\text{N}_4$ bestimmt, kann aber aufgrund der sehr ähnlichen Eigenschaften von Cobalt und Eisen in guter Näherung auch für $\text{Fe-Si}_3\text{N}_4$ angewandt werden. Des Weiteren ist $P(t)$ der Beitrag des Anregungspuls, welcher sich in Gaußscher Form zu

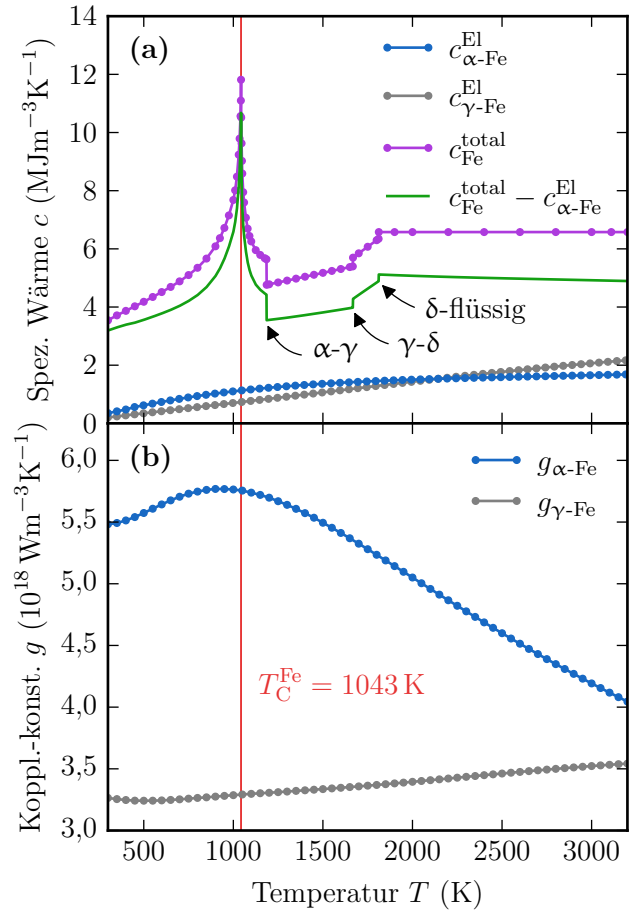
$$P(t) = \frac{aF}{\sqrt{2\pi w d_{\text{Fe}}}} \exp\left(-\frac{t^2}{2w^2}\right) \quad (4.13)$$

ergibt. Dabei ist a die Absorptionskonstante der magnetischen Schicht, F die Laserfluenz und $w = 154 \text{ fs}$ die Pulsdauer. Aus der Probencharakterisierung in Abschn. 3.1 lässt sich ableiten, dass ungefähr ein Drittel des Fe an der Oberfläche zu Fe_3O_4 oxidiert ist. Dies muss für die Abschätzung von a berücksichtigt werden, da sich die Absorptionskoeffizienten von Eisen mit $\alpha_{\text{Fe}} = 5,72 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ [OBA+88, Que85, Pol17a] und von Magnetit mit $\alpha_{\text{Fe}_3\text{O}_4} = 0,21 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ [Que85, SAW79, Pol17b] erheblich unterscheiden. Somit berechnet sich die Absorptionskonstante zu

$$a \approx 1 - \exp\left[-d_{\text{Fe}} \left(\frac{1}{3}\alpha_{\text{Fe}_3\text{O}_4} + \frac{2}{3}\alpha_{\text{Fe}}\right)\right] \approx 0,32. \quad (4.14)$$

$c_{\text{Fe}}^{\text{El}}(T_{\text{Fe}}^{\text{El}})$ und $c_{\text{Fe}}^{\text{Ph}}(T_{\text{Fe}}^{\text{Ph}})$ gehen temperaturabhängig in die Differentialgleichungen ein, wobei die entsprechenden in Abb. 4.4 gezeigten Daten verwendet wurden. In Abb. 4.4(a) ist der elektronische Anteil der spezifischen Wärmekapazität von Eisen für die bcc-Struktur (α -Fe, blaue Kurve) und die fcc-Struktur (γ -Fe, graue Kurve) dargestellt [LZ07, LZC08]. Zudem ist die gesamte spezifische Wärme $c_{\text{Fe}}^{\text{total}}$ (lila Kurve) gezeigt [Des86]. Hieraus lässt sich über die Subtraktion der interpolierten Kurven des elektronischen Beitrags von dem gesamten Beitrag der phononische Anteil zu $c_{\text{Fe}}^{\text{Ph}} \approx c_{\text{Fe}}^{\text{total}} - c_{\alpha\text{-Fe}}^{\text{El}}$ nähern (grüne Kurve), welche für die Differentialgleichungen angewandt wurde. Der auffällige Peak bei der Curie-Temperatur entsteht, weil das dort

Abbildung 4.4.: Spezifische Wärmekapazität c und Elektron-Phonon-Kopplungskonstante g von verschiedenen Phasen des Eisens in Abhängigkeit der Temperatur T . In (a) ist der elektronische Beitrag zu c für α - (blaue Kurve) und γ -Fe (graue Kurve) nach Berechnungen der elektronischen Zustandsdichte von Z. LIN et al. gezeigt [LZ07, LZC08]⁶. Die lila Kurve zeigt Messdaten der gesamten spezifische Wärme von Fe aus [Des86]. Die grüne Kurve ist die interpolierte Subtraktion der blauen von der lila Kurve. Neben der Curie-Temperatur sind die strukturellen Phasenübergänge gekennzeichnet. In (b) sind die theoretischen Kurven von g ebenso von Z. LIN et al. für die α - und γ -Phase gezeigt.



enthaltene Spinsystem die ferromagnetische Ordnung verliert und paramagnetisch wird, wodurch es Freiheitsgrade gewinnt. Die Unstetigkeiten im Verlauf werden von den eingezeichneten strukturellen Phasenübergängen des Eisens verursacht. Hierbei geschieht der magnetische Phasenübergang bei deutlich niedrigeren Temperaturen als der strukturelle α - γ -Übergang. Jedoch spielen bei letzterem magnetische Korrelationsenergien ebenso eine entscheidende Rolle, wie theoretische Berechnungen zeigen [LPAV11, LPAV12]. Die spezifische Wärme von Si_3N_4 wurde temperaturunabhängig auf $c_{\text{Si}_3\text{N}_4} = 2,75 \text{ MJm}^{-3}\text{K}^{-1}$ fixiert [ZH04, FBT⁺15]. In Abb. 4.4(b) sind analog die Elektron-Phonon-Konstanten für das bcc- und fcc-Gitter von Eisen aufgetragen [LZ07, LZC08]. In den Differentialgleichungen wurden immer die Kurven des α -Eisens verwendet.

Die Gleichungen wurden mittels der in Matlab integrierten Funktion ode45 gelöst, welche auf einem Runge-Kutta-Verfahren – der Dormand-Prince-Methode – basiert. Die Berechnungen wurden für das Zeitintervall $t \in [-2 \text{ ps}, 1000 \text{ ps}]$ durchgeführt, wobei bei $t = 0$ das Maximum des gaußförmigen Pulses auf die Probe trifft. Um auch eine hohe Auflösung im Subpicosenzenzeitraum zu erzielen, wurde eine

⁶<http://www.faculty.virginia.edu/CompMat/electron-phonon-coupling/>

Schrittweite von $\Delta t = 10$ fs gewählt.

Die numerischen Lösungen sind in Abb. 4.5 für zwei Laserpulse unterschiedlicher Fluenzen dargestellt.

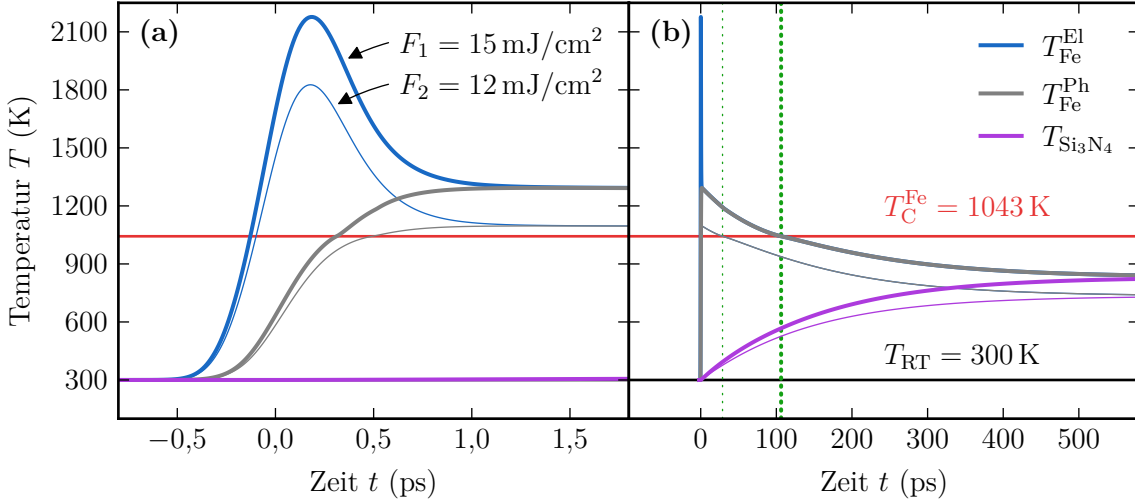


Abbildung 4.5.: Zeitlicher Temperaturverlauf von Fe und Si_3N_4 für zwei Einzelpulsanregungen mit dem Laser. In (a) sind beide Fälle für die ersten ~ 2 ps nach Laserbeschuss dargestellt, wobei das Elektronen- (blaue Kurve) und das Phononensystem (graue Kurve) des Eisens sowie die gesamte Temperatur des Siliziumnitrids (lila Kurve) für zwei Fluenzen dargestellt sind (dünne und dicke Linien). In (b) ist der selbe Verlauf für ein Fenster von ~ 600 ps zu sehen. Die grünen gestrichelten Linien zeigen die Schnittpunkte der Phonontemperatur vom Fe mit der Curie-Temperatur von $T_C = 1043$ K. Die Gleichgewichtstemperatur vor dem Puls liegt bei $T_{\text{RT}} = 300$ K.

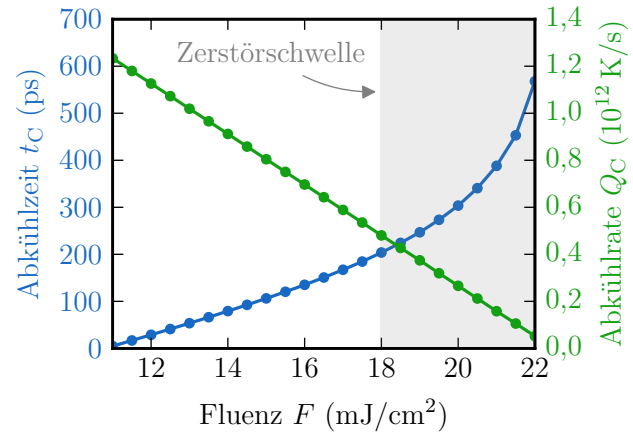
Abb. 4.5(a) zeigt die Temperatur T gegen die Zeit t auf der Picosekundenzeitskala. Alle drei Systeme sind zunächst im thermischen Gleichgewicht bei Raumtemperatur ($T_{\text{RT}} = 300$ K). Wie aus Gl. (4.10) ersichtlich wird, wechselwirkt in diesem Modell nur das Elektronensystem von Fe (blaue Kurve) mit dem Laserpuls. Die Ankopplung an das Phononensystem (graue Kurve) führt im Weiteren in ungefähr einer Picosekunde zur Equilibrierung beider Systeme bei einer maximalen Phonontemperatur von $T_{\text{Fe},1}^{\text{Ph,max}} = 1293$ K bzw. $T_{\text{Fe},2}^{\text{Ph,max}} = 1096$ K. Der leichte Knick im phononischen Anteil bei der Curie-Temperatur von $T_C = 1043$ K wird vom oben beschriebenen Peak in der gesamten spezifischen Wärme von Fe in Abb. 4.4(a) hervorgerufen. Die kurzzeitig erhöhte Wärmekapazität führt hier zu einem verlangsamt Anstieg der Phonontemperatur. Die Temperatur vom Si_3N_4 (lila Kurve) hat sich in diesem Zeitraum nur unwesentlich erhöht. In Abb. 4.5(b) ist der selbe Verlauf für ein Zeitfenster von ca. 600 ps dargestellt. Auf diesen Zeitskalen sind die Elektronen-, Phononen-, als auch Spintemperaturen identisch, weshalb für $t > 1$ ps vereinfacht von der „Eisentemperatur“ gesprochen werden kann. Das Phononensystem des Fe koppelt über die thermische Anbindung der Gittersysteme (Gln. (4.11) und (4.12))

mit dem Si_3N_4 , wobei sich beide Materialsysteme innerhalb von ~ 800 ps einander angleichen.

Der KZM sagt ein Ausfrieren von Defekten voraus, falls die Abkühlrate am Phasenübergang hinreichend groß ist. In diesem thermischen Modell findet für $F_1 = 15 \text{ mJ/cm}^2$ eine Abkühlung unterhalb von T_C innerhalb von $t_{C,1} = 106$ ps statt. Dabei ergibt sich eine sehr große Abkühlrate von $Q_{C,1} = 0,80 \cdot 10^{12} \text{ K/s}$ am Phasenübergangspunkt. Bei der geringeren Fluenz von $F_2 = 12 \text{ mJ/cm}^2$ wird das System nur noch knapp oberhalb von T_C aufgeheizt, wodurch sich im Vergleich zu F_1 mit $t_{C,2} = 29$ ps und $Q_{C,2} = 1,13 \cdot 10^{12} \text{ K/s}$ die Abkühlzeit weiter verringert und die Kühlrate gleichzeitig erhöht. Auf der Mikrosekundenzeitskala würde sich das System durch lateralen Wärmeaustausch wieder auf T_{RT} abkühlen. Diese Ankopplung wird in diesem Modell nicht berücksichtigt, da für den KZM nur die Vorgänge um den Phasenübergangspunkt wichtig sind und die Defektdichten ϱ_c (siehe Gl. (2.46)) nicht wesentlich durch ein noch tieferes Abkühlen beeinflusst werden.

In Abb. 4.6 sind für eine quantitative Aussage die Abkühlzeit t_C und -rate Q_C bei Erreichen der Curie-Temperatur gegen die Fluenz F aufgetragen.

Abbildung 4.6.: Auftragungen der Abkühlzeit t_C und -rate Q_C bei Curie-Temperatur gegen die Fluenz F . Die Datenpunkte für $t_{C,i}$ wurden aus den numerischen Schnittpunkten der jeweiligen interpolierten Temperaturkurve mit der Curie-Temperatur $T_C = 1043 \text{ K}$ ermittelt. Die Werte $Q_{C,i}$ ergeben sich aus den numerischen Ableitungen der interpolierten Temperaturkurven an der Stelle $t_{C,i}$. Der grau schattierte Bereich zeigt die Zerstörungsschwelle der Eisenschicht an.



Die Berechnungen wurden im Bereich von $F = (11 - 22) \text{ mJ/cm}^2$ in $0,5 \text{ mJ/cm}^2$ -Schritten vorgenommen. Für Fluenzen von $F \leq 10,9 \text{ mJ/cm}^2$ erreicht das Phononsystem des Eisens nicht mehr die Curie-Temperatur, weshalb die Schwellenwertfluenz für das Durchqueren eines Phasenübergangs zweiter Ordnung bei ungefähr $F_{\text{Schwelle}}^{\text{Sim}} = 11 \text{ mJ/cm}^2$ liegt. Ab Fluenzen von $F \geq 22,5 \text{ mJ/cm}^2$ kühlt es ohne Ankopplung an ein äußeres Reservoir nicht mehr unterhalb von T_C ab. Im grau schattierten Bereich befinden sich Fluenzen von $F \geq 18 \text{ mJ/cm}^2$, wo Phonontemperaturen von $T_{\text{Fe}}^{\text{Ph}} > 1500 \text{ K}$ erreicht werden, bei denen sich das Eisen im Experiment strukturell verändern bzw. die Probe zerstört würde. Es wird ersichtlich, dass t_C exponentiell mit F steigt, während Q_C linear mit F sinkt.

Nach dem KZM werden die höchsten magnetischen Defektdichten bei Fluenzen erwartet, welche die Fe-Schicht nur knapp oberhalb der Curie-Temperatur aufheizen, weil hier die Abkühlrate am höchsten ist. Dabei muss jedoch berücksichtigt werden, dass die laterale Intensitätsverteilung des Laserpuls in diesem Modell nicht beachtet wird und das Pulsprofil quasi einer Stufenfunktion entspricht. In dem Messaufbau liegt jedoch näherungsweise ein gaußförmiger Puls vor, wie in Abb. 3.6 zu sehen ist. Dies bedeutet, dass bei kleinen Fluenzen auch nur kleine Flächen des Eisens knapp oberhalb der Curie-Temperatur aufgeheizt werden und vice versa.

4.3. XY-Modell

Das thermische Modell aus dem vorherigen Abschnitt unterstützt durch die hohen gefundenen Abkühlraten die These, dass über den KZM die Ausbildung von Vortex-Antivortex-Netzwerken in der Eisenschicht begründet werden kann. In diesem Abschnitt wird weiterführend in einem XY-Modell das Abkühlen aus der Hochtemperaturphase berechnet und die Entwicklung des Systems unter Beobachtung von magnetischen Defekten bei verschiedenen Anregungstemperaturen untersucht und im letzten Abschnitt eingehender quantitativ ausgewertet. Nichtgleichgewichtsdynamiken von XY-Modellen und die Antwort auf instantane und lineare Abkühlvorgänge wurden schon in anderen Arbeiten ausführlich behandelt [BHS01, JC11]. Ausgehend von dem Abkühlverhalten der in Abb. 4.5 gezeigten Temperaturkurven des Eisens wird im Folgenden ein exponentieller Abkühlvorgang simuliert.

4.3.1. Grundlagen

Das XY-Modell besteht aus einem 2D-Spinsystem mit nächster-Nachbar-Austauschwechselwirkung, wobei der Energiebeitrag eines beliebigen i -ten Spin über

$$E_i = -J \sum_{\langle i,j \rangle} \cos(\theta_{ij}) \quad (4.15)$$

beschrieben wird [CL95]. Hierbei wird die Austauschkonstante $J > 0$ gesetzt, um dem Ferromagnetismus zu entsprechen. Weiter ist $\theta_{ij} = \theta_j - \theta_i$ der Winkel zwischen dem i -ten und einem j -ten benachbarten Spin, wobei über den nächsten oberen, unteren, linken und rechten Spin summiert wird. Für die Simulation wurde bei allen folgenden Ergebnissen ein quadratisches Spingitter der Dimensionen von 100×100 mit periodischen Randbedingungen benutzt. Dabei wird eine reduzierte Temperaturskala $T_r = k_B T / J$ mit der Boltzmann-Konstanten $k_B = 1$ und $J = 1$

angewandt. Über den Metropolis-Algorithmus [MRR⁺53] – eine modifizierte Monte-Carlo-Methode – erhält ein aus dem 100×100 -Gitter zufällig gewählter Spin nach einem Monte-Carlo-Schritt (MC) eine zufällige Ausrichtung, welche bei Erfüllung des Metropolis-Kriteriums

$$\exp\left(\frac{E_{\text{alt}} - E_{\text{neu}}}{JT_r(N)}\right) > z_{\text{Zufall}} \text{ mit } z_{\text{Zufall}} \in (0,1) \quad (4.16)$$

angenommen wird (falls nicht, bleibt der Spin unverändert). Hierbei ist E_{alt} die Austauschenergie vor und E_{neu} selbige nach dem Ausrichten. z_{Zufall} ist eine nach jedem MC-Schritt N neu gesetzte Zufallszahl zwischen 0 und 1. Als Ausgangszustand wird eine homogene parallele Ausrichtung und eine Temperatur $T_r(0 \text{ MC}) = 0$ angesetzt. Das Gitter wird dann instantan auf $T_r(1 \text{ MC}) = T_r^{\text{max}}$ geheizt und $N_{\text{eq}} = 2,5 \cdot 10^6$ MC auf dieser Temperatur gehalten, um ein thermisches Gleichgewicht zu garantieren. Danach wird es $7,5 \cdot 10^6$ MC asymptotisch mit einem Abkühl exponenten von $\tau = 10^6 \text{ MC}^{-1}$ auf $T_r \approx 0$ abgekühlt. In Summe werden in einem Simulationsdurchlauf $N_{\text{max}} = 10^7$ MC ausgeführt. Die relative Temperatur $T_r(N)$ in Abhängigkeit des MC-Schritts N ergibt sich so zu

$$T_r(N) = \begin{cases} 0 & \text{für } N = 0, \\ T_r^{\text{max}} & \text{für } 0 < N \leq N_{\text{eq}}, \\ T_r^{\text{max}} \exp(-(N - N_{\text{eq}})/\tau) & \text{für } N_{\text{eq}} < N \leq N_{\text{max}}. \end{cases} \quad (4.17)$$

Dabei wird bei einer kritischen Temperatur T_{BKT} der für XY-Systeme bekannte Berezinskii-Kosterlitz-Thouless-Phasenübergang [Ber71, KT73] durchquert. Letzterer ist nach Ehrenfest-Klassifikation kein Phasenübergang zweiter Ordnung, beschreibt jedoch ähnlich zum KZM ein Ausfrieren von Defekten durch eine divergierende Korrelationslänge am Phasenübergangspunkt. Vortex- und Antivortexkerne können über die Bestimmung der Windungszahl (vgl. Abschn. 2.2.2) eines jeden 2×2 -Spin-Feldes zu jedem beliebigen Zeitpunkt lokalisiert und somit gezählt werden. Die wichtigsten hierbei verwendeten `Matlab`-Skripte sind mit Erläuterungen im Anh. A.2 zu finden.

In Abb. 4.7 sind für zwei verschiedene maximale Anregungstemperaturen Momentaufnahmen des XY-Modells mit farblich kodierter Energieskala, über Pfeile verdeutlichte Spinrichtungen und mit schwarzen bzw. roten Punkten gekennzeichneten Vortices bzw. Antivortices dargestellt. Die entsprechenden Temperaturverläufe nach Gl. (4.17) in Abhängigkeit der Monte-Carlo-Schritte sind in Abb. 4.7(d) veranschaulicht, wobei die drei grün gepunkteten Linien jeweils den Zeitpunkt der Momentaufnahmen in Abb. 4.7(a,b,c) zeigen. Hierbei sind in Abb. 4.7(a) Aufnahmen

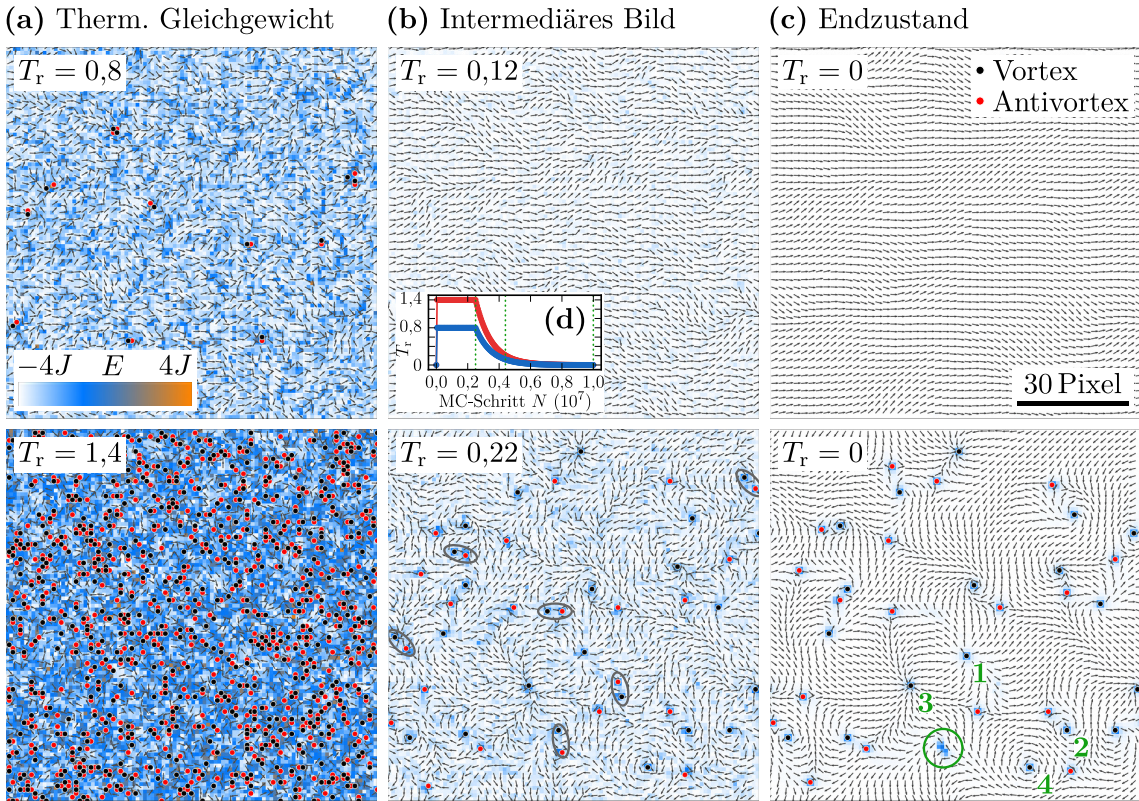


Abbildung 4.7.: XY-Modell-Simulationen von 100×100 -Spingittern bei zwei unterschiedlichen Anregungstemperaturen T_r^{\max} . Die Spinenergien sind farblich kodiert und ihre Orientierungen über 2×2 -Pixel gemittelt und als Pfeile eingezeichnet. Hierbei ist in (a) das thermische Gleichgewicht, in (b) ein intermediäres Bild und in (c) der Endzustand nach 10^7 MC (MC: Monte-Carlo-Schritt) zu sehen. Die grauen Ovale markieren Vortex-Antivortex-Paare, die bis zum Endzustand noch annihilieren. Der grün eingekreiste Bereich zeigt einen Annihilationsbereich kurz vor Ende der Simulation. Die mit grünen Zahlen markierten phasenverschobenen Vortices korrespondieren gut mit denen aus Abb. 2.4(b). In (d) ist der Temperaturverlauf aus Gl. (4.17) beider Ausgangstemperaturen aufgetragen, wobei die gepunkteten grünen Linien die Punkte der Momentaufnahmen aus (a), (b) und (c) zeigen.

im thermischen Gleichgewicht zu sehen. Da die Defekte aus topologischen Gründen nur paarweise entstehen oder annihilieren können, ist die Anzahl der Vortices immer identisch zu den Antivortices. Für $T_r^{\max} = 1,4$ sind im Mittel (über 1000 Wiederholungen) $597,3 \pm 0,7$ Vortices zu sehen. Im Vergleich sind es für $T_r^{\max} = 0,8$ über eine Mittelung von 100 Iterationen nur $14,4 \pm 0,5$ Vortices. Trotz $T_r^{\max} < 1$ treten Defekte auf, welche jedoch bereits im intermediären Bild in Abb. 4.7(b) nicht mehr bestehen können. Dies liegt daran, dass die Defektpaare aufgrund der geringen Anregung nur wenige Pixel voneinander entfernt entstehen und somit aus energetischen Gründen nach wenigen Monte-Carlo-Schritten wieder annihilieren. In der intermediären Aufnahme für $T_r^{\max} = 1,4$ treten hingegen im Schnitt $21,9 \pm 0,1$ Vortices auf, wobei die noch annihilierenden Defekte mit grauen Ovalen gekennzeichnet sind. Beim Über-

gang zum nahezu komplett abgekühlten Zustand in Abb. 4.7(c) schwindet die Zahl der Defekte auf endgültige $17,31 \pm 0,09$, was nur noch ungefähr 3 % der Zahl derer im Hochtemperaturzustand bei $T_r^{\max} = 1,4$ darstellt. Die dunkelblauen Bereiche zeigen anschaulich, dass Vortex- und Antivortexkerne energetisch ungünstige Spinkombinationen ergeben. Sie sind jedoch topologisch geschützt, weil die Gesamtenergie im System erhöht werden müsste, um sie aufzulösen. Vortex-Antivortex-Netzwerke sind demnach metastabile Zustände. Der grün eingekreiste Bereich zeigt hierbei eine Spinkonfiguration, in welcher in der Größenordnung von 10^5 MC vor Beendigung der Simulation eine Annihilation stattfand, sodass die Spins nicht mehr ihr energetisches Minimum finden konnten. Im Vergleich sind bei $T_r^{\max} = 0,8$ im Endzustand energetisch homogene mäandrierende Domänentexturen ohne Defekte zu sehen. An dieser Stelle sei angemerkt, dass die Vortices in den Simulationen alle möglichen, energetisch äquivalente Phasenbeziehungen $\theta_0 \in [0, 2\pi)$ aufweisen können, da die Dipol-Dipol-Wechselwirkung vernachlässigt wurde. Die in Abb. 2.4(b) mit den Phasen $\theta_0 = \{0, \pi/2, \pi, 3\pi/2\}$ gezeigten Vortices sind dabei in guter Übereinstimmung in Abb. 4.7(c) der Reihenfolge nach als grüne Zahlen gekennzeichnet.

4.3.2. Quantitative Ergebnisse

Um die radiale Verteilungsfunktion $g(r)$ zwischen zwei Defekten in 2D zu bestimmen, wird

$$g(r_i) = \frac{N_{\text{Bin}}(r_i)}{N_{\text{ges}}} \frac{1}{g_0(r_i)} \quad (4.18)$$

herangezogen, wobei $N_{\text{Bin}}(r_i)$ die Anzahl der Defekte ist, die einen Abstand r zueinander aufweisen, der dem jeweiligen i -ten Bin zugeordnet wird. N_{ges} stellt die Gesamtanzahl der Defekte dar. Weiter ist $g_0(r_i) = \rho A_{\text{Pixel}}(r_i)$ die radiale Pixelverteilung, welche aus der homogenen Defektdichte $\rho = N_{\text{ges}}/A$ ($A = 100 \times 100$ Pixel: Größe des XY-Modells) multipliziert mit der diskreten Anzahl an Pixeln $A_{\text{Pixel}}(r_i)$ (ist gleichbedeutend mit ihrer Fläche) besteht, die in dem Kreisring des jeweiligen Bins der Breite $r_{i+1} - r_i$ liegen. Diese Art der Normierung ist notwendig, da die Pixelverteilung im Gegensatz zur Flächenverteilung eines idealen 2D-Gases mit kontinuierlichen Kreisringen nicht stetig quadratisch wächst, sondern an Diskretisierungen gebunden ist. Daher würden über eine kontinuierliche Normierung Periodizitäten sichtbar, die durch das Pixelgitter aufgezwungen werden, da nicht jeder beliebige Abstand möglich ist. Die Normierung auf die Pixelverteilung $g_0(r)$ stellt somit für ein Spingitter sicher, dass sich unkorrelierte Defektabstände zu $g(r) = 1$ ergeben.

Weitere quantitative Ausführungen zu den Simulationen des XY-Modells finden sich in Abb. 4.8.

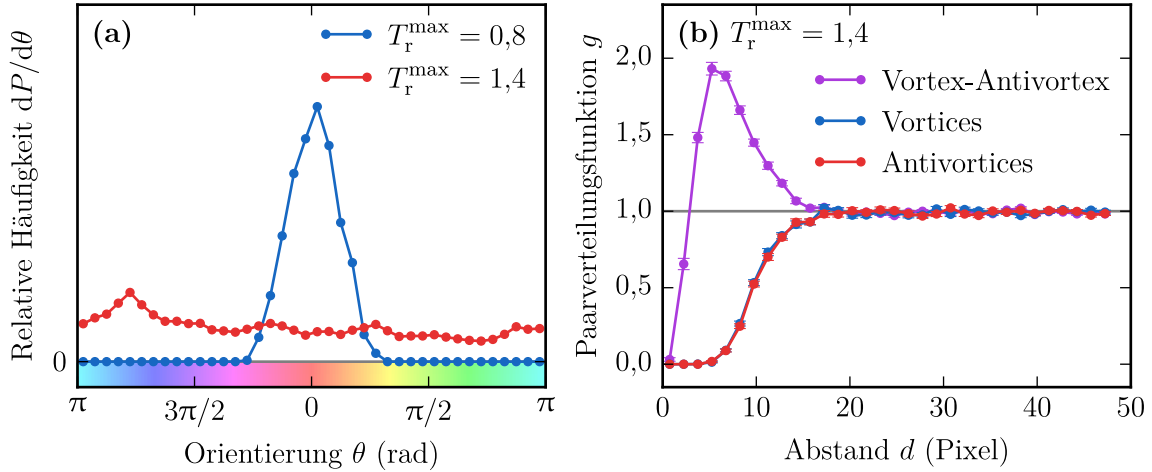


Abbildung 4.8.: Quantitative Auswertung zum XY-Modell. In (a) ist die relative Häufigkeit als Wahrscheinlichkeitsdichte $dP/d\theta$ gegen eine periodische über den Farbton kodierte Skala des Spinwinkels θ für beide Endzustände aus Abb. 4.7(d) abgebildet. Hierbei wurde die Winkelskala in 40 Bins aufgeteilt. (b) stellt die radialen Paarverteilungsfunktionen für die unterschiedlichen Defektpaare für $T_r^{\max} = 1,4$ mit Standardabweichung dar, wobei jeder Bin über 1000 Simulationen gemittelt wurde. Als Bin-Breite wurden 1,5 Pixel gewählt. Dazugehörige Python-Skripte finden sich in Anh. A.4.

Dabei sind in Abb. 4.8(a) die relativen Häufigkeiten bzw. Wahrscheinlichkeitsdichten $dP/d\theta$ der Spinwinkel gegen eine periodische Winkelachse θ für die beiden Endzustände aus Abb. 4.7(d) aufgetragen. Es wird deutlich, dass sich das System bei niedrigen Anregungstemperaturen um den Ausgangszustand ($\theta = 0$ für alle Spins) normalverteilt, wohingegen sich beim Erhitzen deutlich über $T_r^{\max} = 1$ die Spinorientierungen gleichverteilen, da die Ursprungstextur durch die völlige Randomisierung in der Hochtemperaturphase und das Zurückbleiben von Defekten aufgehoben wird.

In Abb. 4.8(b) sind für $T_r^{\max} = 1,4$ die radialen Paarverteilungsfunktionen von Vortices und Antivortices $g_{V,AV}$ (lila Kurve), von Vortices zueinander $g_{V,V}$ (blaue Kurve) sowie von Antivortices zueinander $g_{AV,AV}$ (rote Kurve) für eine Mittelung über 1000 Vortex-Antivortex-Netzwerken dargestellt. Die wichtigsten dafür verwendeten Python-Skripte werden im Anh. A.4 erklärt. Der bevorzugte beim Maximum von $g_{V,AV} \approx 1,9$ vorliegende Abstand von Vortices zu Antivortices ergibt sich zu $d \approx 6$ Pixel, was der ausgefrorenen Korrelationslänge ξ_c (siehe Gl. (2.45)) entspricht. Demnach tendieren sie bei geringerem Abstand fast sprunghaft zur Annihilation und bei größerem verlieren sie exponentiell ihre Korrelation. Auffällig ist, dass alle Abstände $d > 1$ Pixel auftreten. Dies liegt daran, dass Vortices und Antivortices kontinuierlich ineinander übergeführt werden können. Dabei bleiben für einen Abstand von $d = 1$ Pixel keine Vortex-Antivortex-Paare mehr bestehen, da die nächste-Nachbar-Wechselwirkung hier maximal wird und die Wahrscheinlichkeit benachbarter Spins für einen Monte-Carlo-Schritt zur Annihilation zu führen bei nahe 100 %

liegt. Dagegen wird in $g_{V,V}$ und in $g_{AV,AV}$ der Bereich bis $d = 6$ Pixel unterbunden. Dies kann durch die energetisch ungünstige Konfiguration von zu nahe beieinander liegenden Vortices bzw. Antivortices erklärt werden. Alle Paarverteilungsfunktionen nähern sich ab einem Abstand von $d \approx 20$ Pixel dem idealen Gas, da hier ungefähr $g_i \approx 1$ ohne langreichweitige Ordnung gilt.

Eine statistische Analyse der Vortices im XY-Modell in Abhängigkeiten der Temperaturen sind in Abb. 4.9 aufgezeigt.

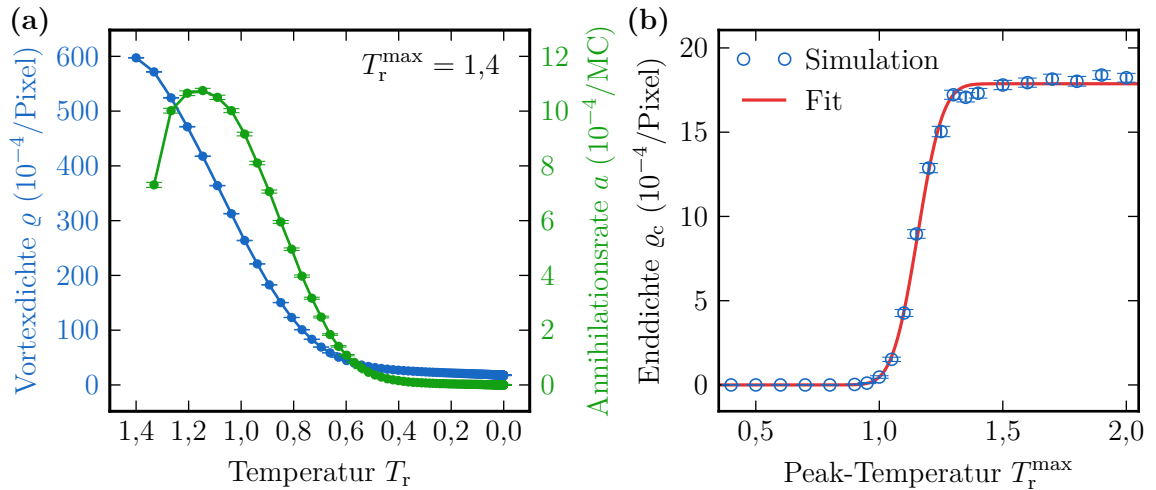


Abbildung 4.9.: Temperaturabhängige Analysen für das XY-Modell. (a) zeigt zum einen in blau die Vortexdichte ρ und zum anderen in grün die Annihilationsrate a (Ableitung der Dichte mittels zentralem Differenzenquotient) jeweils mit Standardabweichung gegen die reduzierte Temperatur T_r . Dabei beginnt der Abkühlvorgang im thermischen Gleichgewicht bei $T_r^{\max} = 1,4$ (erste grün gepunktete Linie in Abb. 4.7(d)). Jeder Messpunkt wurde über 1000 Simulationen gemittelt, wobei zwischen Zweien immer $5 \cdot 10^5$ MC liegen. In (b) ist die finale Defektdichte ρ_c in Abhängigkeit der maximalen Gleichgewichtstemperatur T_r^{\max} aufgetragen. Hierbei sind in blau die jeweils über 100 Simulationen gemittelten Messpunkte mit Standardabweichung und in rot die Anpassung an die Fehlerfunktion aus Gl. (4.19) eingezeichnet.

Hierbei ist in Abb. 4.9(a) zum einen die Vortexdichte ρ und zum anderen die Annihilationsrate a gegen die relative Temperatur T_r für einen Abkühlvorgang ausgehend von $T_r^{\max} = 1,4$ über 1000 Netzwerke gemittelt aufgezeigt. Es ist zu sehen, dass die Annihilationsrate bei $T_r \approx 1,15$ ein Maximum aufweist. Das heißt, es dauert einige Monte-Carlo-Schritte bis die maximale Annihilationsrate erreicht wird, wobei sie danach exponentiell auf $a = 0$ abfällt. Die Vortexdichte bei $T_r \approx 0$ stellt sich bei $T_r^{\max} = 1,4$ auf finale $\rho_c = (17,31 \pm 0,09) \cdot 10^{-4}$ /Pixel ein. In Abb. 4.9(b) ist letzteres für verschiedene maximale Ausgangstemperaturen T_r^{\max} aufgetragen, wobei jeder Messpunkt über 100 Netzwerke gemittelt wurde. Die Simulationsdaten wurden an

eine Fehlerfunktion der Form

$$\varrho_c(T_r^{\max}) = \varrho_1 \operatorname{erf} \left(\frac{T_{r,0}^{\max} - T_r^{\max}}{\sqrt{2}\sigma_{T_r^{\max}}} \right) + \varrho_0 \quad (4.19)$$

angepasst, welche eine gute Übereinstimmung zeigt. Dies liefert:

$$\varrho_c^{\max} = \varrho_1 - \varrho_0 = (17,87 \pm 0,07) \cdot 10^{-4} / \text{Pixel}, \quad (4.20)$$

$$T_{r,0}^{\max} = 1,156 \pm 0,002, \quad (4.21)$$

$$\sigma_{T_r^{\max}} = 0,080 \pm 0,002, \quad (4.22)$$

wobei ϱ_c^{\max} die maximal erreichbare ausgefrorene Vortexdichte darstellt, die auch nicht bei noch höheren Anregungstemperaturen T_r^{\max} überschritten wird. $T_{r,0}^{\max}$ ergibt den Mittelwert auf der Temperaturskala der Fehlerfunktion und $\sigma_{T_r^{\max}}$ ist die Standardabweichung. Das heißt, dass bei einem Netzwerk der Dimensionen 100×100 Pixel im Schnitt maximal $17,87 \pm 0,07$ Vortices bzw. Antivortices nach dem Abkühlen bestehen bleiben. Der Sprung von keinen Vortices zur maximalen Vortexdichte findet dabei im Wesentlichen in einem relativ schmalen Bereich von $T_r^{\max} \in [1,08, 1,24]$ statt.

5. Lichtinduzierte magnetische Texturen in CoFeB-Filmen

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Lorentz-Mikroskopiebilder (vgl. Abschn. 3.3) an den Cobalt-Eisen-Bor-Proben des in Abschn. 3.1 erläuterten Schichtstapels von 2 nm Ru | 10 nm CoFeB | 20 nm Si₃N₄ vor und nach Laseranregung vorgestellt. Die Anregung fand jeweils nahezu vollflächig statt, wobei die genauen Laserstrahleigenschaften in Abschn. 3.2 nachgesehen werden können. Hierbei werden zunächst die unstrukturierten Filme behandelt und danach auf verschiedene mittels FIB-Methode erstellte Strukturen des gleichen Systems eingegangen. Diese werden jeweils quantitativ über Intensitätskorrelationen als auch qualitativ über rekonstruierte Magnetisierungen (vgl. Abschn. 4.1) ausgewertet.

5.1. Homogene Filme

In der Messreihe der unstrukturierten Probe wurden die Mikroskopieaufnahmen nach einem Femtosekundeneinzelpulsbeschuss mit dem Laser aufgenommen, sodass zwischen zwei aufeinander folgenden Aufnahmen immer genau eine Pulsanregung stattfand. Die induzierten Texturen zeigten dabei keinen Zusammenhang zur Vorgeschichte der Magnetisierung. Vielmehr entsteht nach jedem Schuss eine zufällige Textur, da nach jeder Anregung die Curie-Temperatur der magnetischen Schicht überschritten wird. Hierbei ist anzumerken, dass vor dem ersten Anregungspuls keine Domänentexturen sichtbar waren.

In Abb. 5.1 sind sechs Aufnahmen, zwischen denen immer einige Anregungspulse lagen, aufgeführt. Hierbei sind in Abb. 5.1(a) sich ähnelnde Texturen zu sehen, die teilweise an den selben Defekten pinnen. Bemerkenswert ist die in dem oberen Mikroskopiebild im markierten Rechteck auftretende Stachelwandtextur mit Vortices und Antivortices. Es lässt sich allgemein erkennen, dass die Domänenwände bevorzugt an strukturellen Defekten pinnen. Dabei treten einige Texturen in nahezu identischer Form wieder auf, auch wenn zwischen diesen einige Dutzend Pulse lagen, wie in Abb. 5.1(b) deutlich wird.

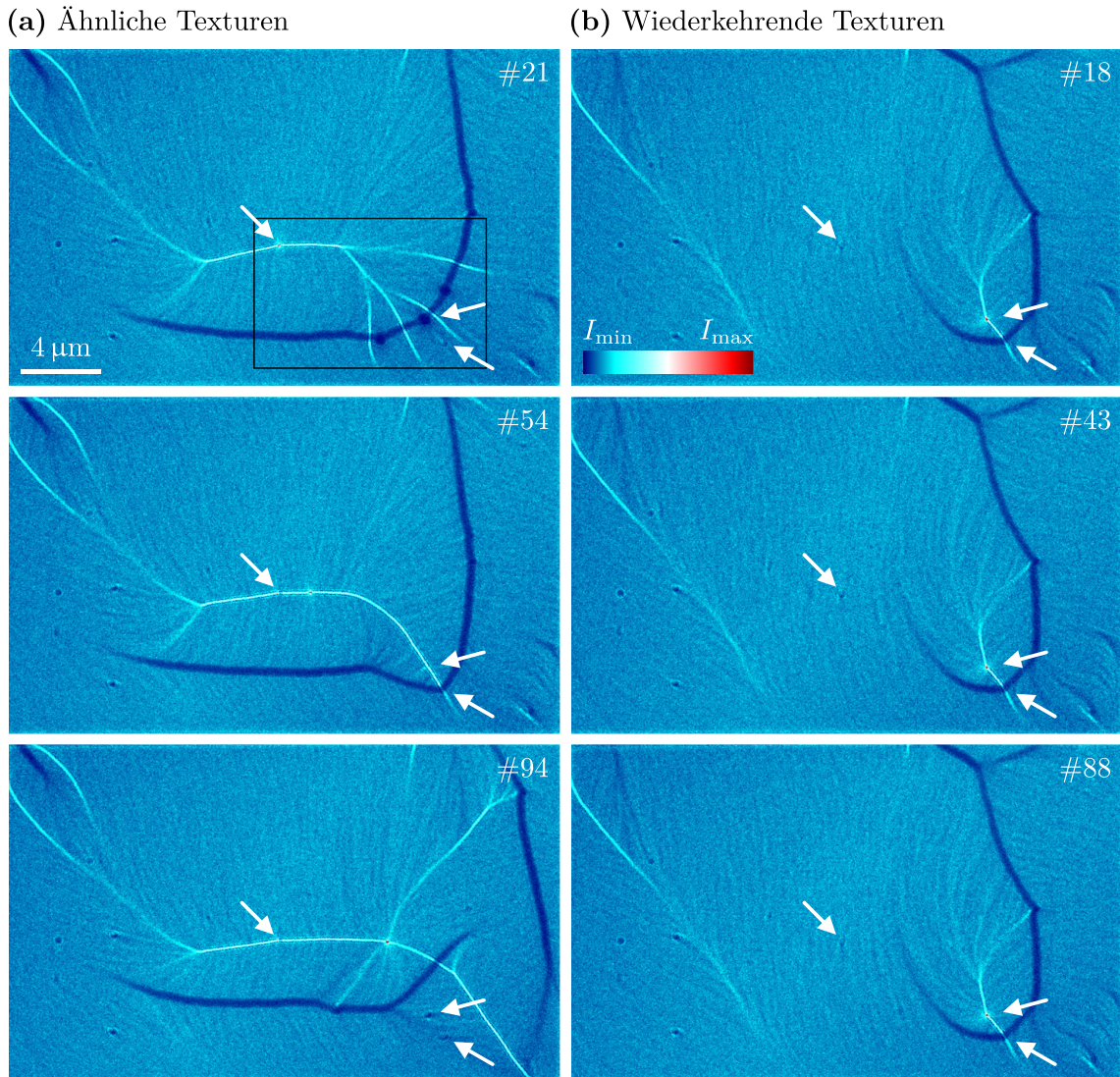


Abbildung 5.1.: Vergleich verschiedener mittels Lorentz-Mikroskopie abgebildeter nach aufgezeigter Anzahl von Laserpulsen induzierter magnetischer Texturen, wobei drei strukturelle Defekte mit weißen Pfeilen markiert sind. (a) zeigt jeweils ähnliche, teils an den selben Defekten gepinnte Domänenwände. Das im oberen Bild eingezeichnete Rechteck, ist in Abb. 5.2 vergrößert dargestellt. In (b) sind fast ununterscheidbare Texturen zu sehen, die nach Einzelpulsanregung zufällig wiederkehrten. Die Intensitätsskala wurde auf Bild #21 normiert.

In Abb. 5.2 ist der markierte Bereich aus Abb. 5.1(a) vergrößert dargestellt, wobei Abb. 5.2(a,b,c) jeweils das Intensitätsbild der Lorentz-Mikroskopie, die rekonstruierte Elektronenwellenphase und die rekonstruierte Magnetisierung zeigen. Es wird deutlich, dass es sich um eine Stachelwanddomänentextur (vgl. Abschn. 2.1.5) handelt. Allgemein sind Stachelwände komplizierte Texturen aus Domänenwänden, Vortex- und Antivortexkernen. Sie bestehen in ultradünnen Filmen aus einer Anordnung von sich kreuzenden 90° -Néel-Wänden. Diese mehrwandige Textur ist ein metastabiler Zustand, der erst durch die Lichtanregung induziert wurde, da Bild #21

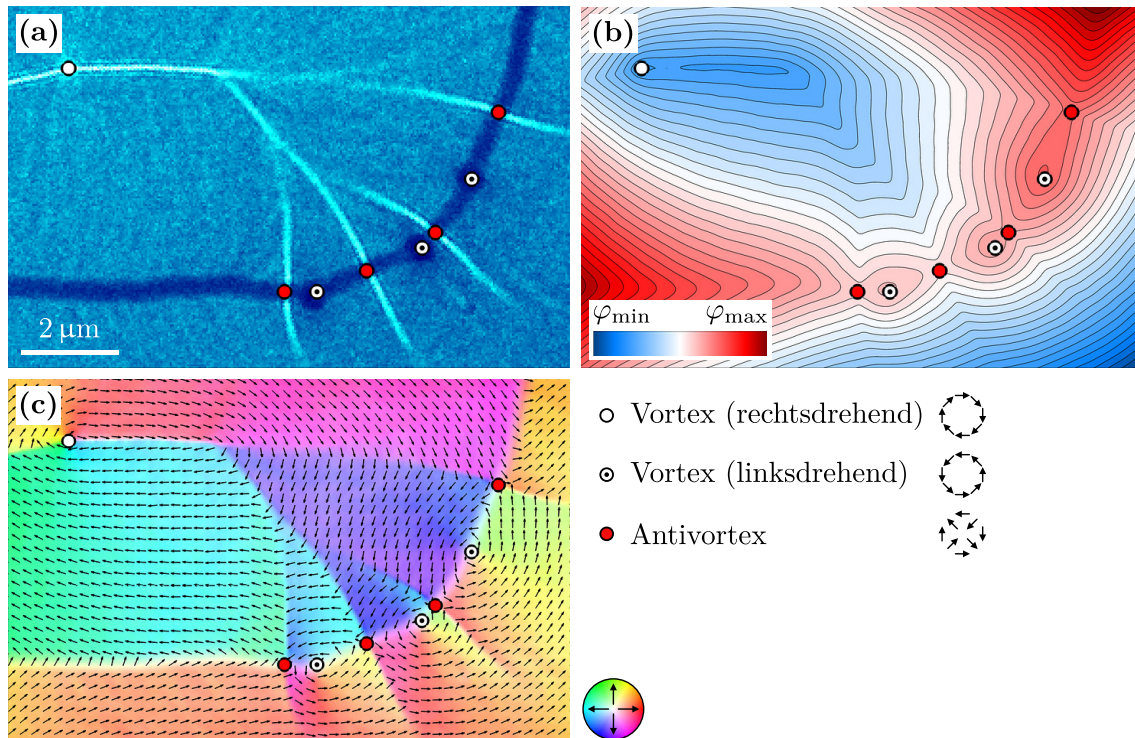


Abbildung 5.2.: Vergrößerter Ausschnitt der in Abb. 5.1(a) markierten Stachelwandtextur. Hierbei ist in (a) das Intensitätsbild mit gleicher Intensitätsskala wie Abb. 5.1(a), in (b) die Elektronenwellenphase und in (c) die rekonstruierte Magnetisierung im HSV-Farbraum zu sehen, wobei der Winkel des normierten Magnetisierungsvektors über die Farbe und die entsprechende Länge über die Sättigung dargestellt sind. Die Pfeile zeigen die über 6×6 Pixel gemittelte Ausrichtung an. Die eingezeichneten Vortices in beiden Drehrichtungen und die Antivortices wurden über die Matlab-Funktion `findTopologicalDefects.m` (vgl. Anh. A.2.2) bestimmt.

aus Abb. 5.2(a) aufgrund der größeren Anzahl von Domänenwänden zu einer höheren Gesamtenergie als beispielsweise Bild #54 führt und sich die Vortexkerne nur vereinzelt an Pinning-Zentren befinden. Weiter liegen im Phasenbild in Abb. 5.2(b) die Vortices auf Hoch- (linksdrehend) und Tiefpunkten (rechtsdrehend), wohingegen die Antivortices an Sattelpunkten auftreten. Aus der rekonstruierten Magnetisierung in Abb. 5.2(c) wird außerdem klar, dass rechtsdrehende Vortices im Intensitätsbild als helle (fokussierend) und linksdrehende als dunkle (defokussierend) Flecken erscheinen (vgl. Abschn. 3.3). Aus den Magnetisierungsvektoren wurden entsprechend über die Matlab-Funktion `findTopologicalDefects.m`, welche auf der Berechnung der Windungszahl fußt, die Vortices in unterschiedlicher Drehrichtung als auch die Antivortices bestimmt. Nähere Details zur Funktion können in Anh. A.2.2 nachgeschaut werden. Da sich die Windungszahl für Vortices beider Rotationsrichtungen zu $w = 1$ ergibt, wurde eine Zusatzbedingung eingefügt, um eine Unterscheidung vornehmen zu können. Im Fall $w = 1$ wird der absolute Winkel θ_1 des ersten Spins des 2×2 -

Spin-Integrationspfads überprüft. Falls $\theta_1 \in (\pi - \Delta\theta, 3/2\pi + \Delta\theta]$ mit $\Delta\theta = \pi/4$ gilt, ergibt sich ein linksdrehender Vortex. Das Intervall bildet damit genau die Hälfte des Winkelraums ab. Ab $\Delta\theta > \pi/4$ entstehen Überschneidungen mit dem Winkelraum der rechtsdrehenden Vortices, weshalb $\Delta\theta$ nicht größer gewählt werden darf.

Um die Messreihe der homogenen Filme über Intensitätskorrelationen quantitativ auszuwerten, wird Abb. 5.3 betrachtet, in welchem der selbe Ausschnitt wie in Abb. 5.1 zu sehen ist. Die Defekte markierenden Pfeile dienen der Vergleichbarkeit beider Abbildungen.

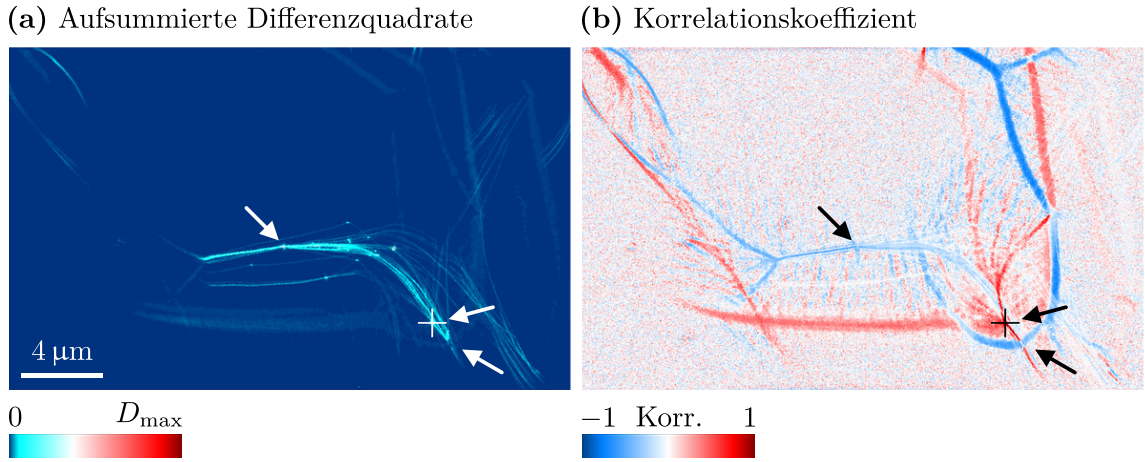


Abbildung 5.3.: Quantitative Auswertung des unstrukturierten CoFeB-Schichtstapels. In (a) sind die aufsummierten Differenzquadrate nach Gl. (5.1) und in (b) die Korrelationskoeffizienten nach Gl. (5.2) jeweils für $N = 111$ des selben Ausschnitts wie bei Abb. 5.1 mit den gleichen Pfeilen zu sehen.

Hierbei sind in Abb. 5.3(a) die aufsummierten Quadrate der Intensitätsdifferenzen $D(\mathbf{r})$ in Abhängigkeit des Ortsvektors \mathbf{r} nach

$$D(\mathbf{r}) = \sum_{n=1}^{N-1} \frac{\Delta I_n(\mathbf{r})^2}{N-1} \quad (5.1)$$

gezeigt, wobei $\Delta I_n(\mathbf{r})$ die Intensitätsänderung von zwei aufeinander folgenden Bildern und $N = 111$ die Anzahl der Mikroskopieaufnahmen darstellt. Helle Bereiche im Bild zeigen besonders häufig schaltende Domänentexturen an. Die im mittleren Bildbereich auftretenden hellen Punkte sind dabei strukturelle Defekte, an denen die Domänenwände bevorzugt pinnen. Der über das Kreuz eingezeichnete Punkt $\mathbf{r}_{D_{\max}}$ ist hierbei derer der höchsten Aktivität mit $D = D_{\max}$, an welchem in Abb. 5.3(b) die räumlichen Korrelationskoeffizienten $C(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{D_{\max}})$ nach

$$C(\mathbf{r}, \mathbf{r}_{D_{\max}}) = \frac{\sum_{n=1}^{N-1} \Delta I_n(\mathbf{r}) \Delta I_n(\mathbf{r}_{D_{\max}})}{\sqrt{\sum_{n=1}^{N-1} \Delta I_n(\mathbf{r})^2} \sqrt{\sum_{n=1}^{N-1} \Delta I_n(\mathbf{r}_{D_{\max}})^2}} \quad (5.2)$$

berechnet wurden. Hierbei ist \mathbf{r} jeder beliebige Ortsvektor im Ausschnitt. Für die Anzahl der Bilder gilt wieder $N = 111$. Rote Bereiche stellen dabei positiv und blaue negativ korrelierte dar. Wenn also der Punkt $\mathbf{r}_{D_{\max}}$ in seiner Intensität ansteigt, erhöht sie sich gleichzeitig in roten Bereichen und verringert sich in blauen. Hieraus lässt sich schließen, dass die Textur häufig zwischen den Texturen der Bilder #54 und #43 aus Abb. 5.1 bzw. diesen ähnelnden schaltet.

Generell folgt, dass Texturen wie die Stachelwände in Abb. 5.2 seltenere Ereignisse darstellen, die nicht einfach an Pinning-Zentren aus strukturbedingten Defekten entstehen, sondern metastabile Zustände darstellen, welche durch die der Geometrie der Probe geschuldeten hohen Abkühlrate (vgl. Abschn. 4.2) über den in Abschn. 2.3 besprochenem Kibble-Zurek-Mechanismus ausfrieren können. Die Abstände der Vortices zu Antivortices befinden sich hierbei in der Größenordnung von Mikrometern, woraus sich eine ausgefrorene Korrelationslänge ξ_c (siehe Gl. (2.45)) in dieser Größenordnung abschätzen lässt, wie im Folgenden relevant wird.

5.2. Strukturierte Filme

In diesem Abschnitt werden die mittels FIB-Methode mikrostrukturierten CoFeB-Proben vorgestellt. Dabei wurde auf einer Probe ein periodisches Lochmuster erstellt und auf der anderen eine Inselstruktur aus unterschiedlich großen Rechtecken, Quadraten, Löchern und Langlöchern.

Abb. 5.4 zeigt die Lochmustersaufnahmen. Die oberen Bilder (Abb. 5.4(a,b)) stellen Lorentz-Aufnahmen dar, wobei das rechte direkt folgend nach einem einzigen Anregungspuls auf das linke entstand. Der weiße Pfeil indiziert einen in Abb. 5.4(a) auftretenden Vortex, der an einem Gitterdefekt pinnt. Der Defekt ist hierbei nicht in Abb. 5.4(b) als Strukturanomalie erkennbar. Dass es sich an dieser Stelle um einen Defekt struktureller Natur handelt, lässt sich anhand der aufsummierten Differenzquadrate in Abb. 5.4(c) erkennen, weil am selben Punkt die höchste Aktivität auftritt. Außerdem kann aus den aktiven Bereichen geschlossen werden, dass der Mittelpunkt des Laserspots nicht zentral auf der Probe, sondern nach links unten versetzt gewesen sein muss. Die Korrelationskoeffizienten des markierten Punkts in Abb. 5.4(d) zeigen, dass es über die ganze Probenhöhe positiv und negativ korrelierte Domänentexturen gibt. Die Domänenwände pinnen dabei bevorzugt an den Löcherkanten.

In Abb. 5.5 wurde der umgekehrte Fall mit CoFeB-Inseln realisiert. Es wurden Inseln verschiedener Formen und Größen aus dem Schichtsystem herausgearbeitet, wobei die kleinsten Inselstrukturen jedoch die Auflösungsgrenze der Ionenfeinstrahl-

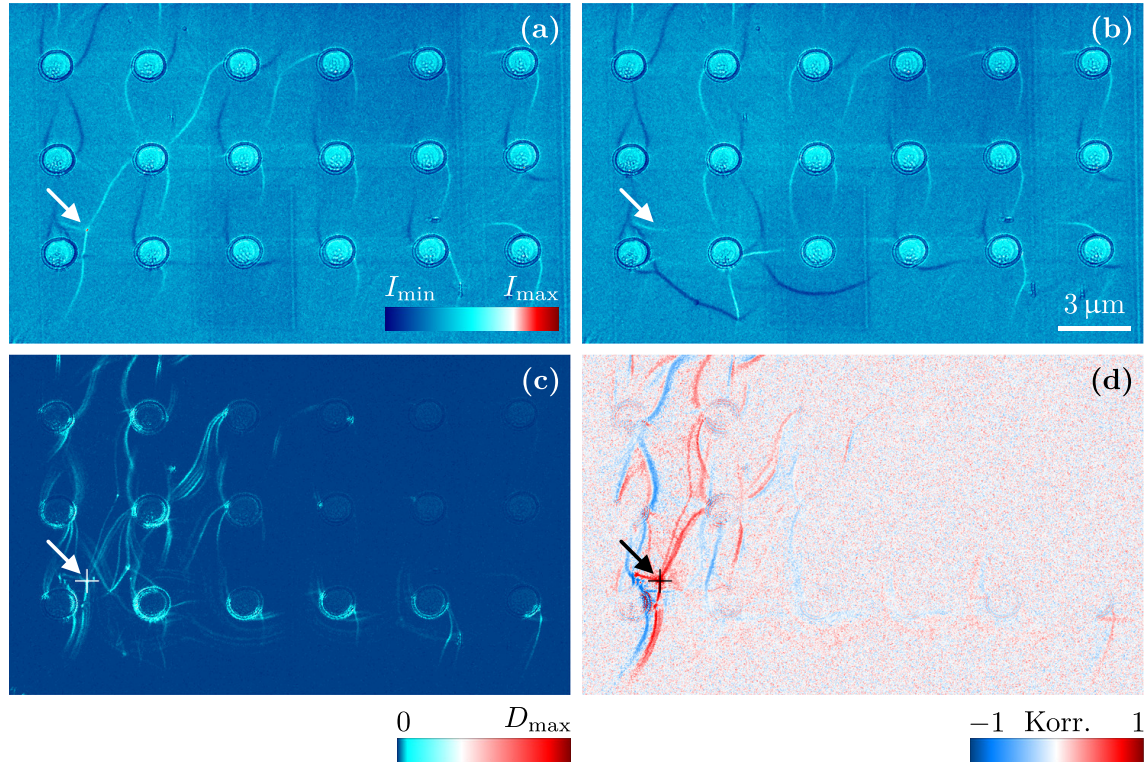


Abbildung 5.4.: Mittels FIB-Methode erstelltes Lochmuster mit Löchern des Durchmessers von ungefähr $1\ \mu\text{m}$ und Abständen von Mittelpunkt zu Mittelpunkt von $4\ \mu\text{m}$. (a) und (b) stellen zwei aufeinander folgende Intensitätsbilder dar, zwischen denen ein Anregungspuls stattfand (Intensität auf (a) normiert). In (c) und (d) sind analog zu Abb. 5.3 die aufsummierten Differenzquadrate und Korrelationskoeffizienten für eine Probenstichprobe von $N = 101$ aufgezeigt. Der Pfeil markiert in (a) einen Vortexkern, der in (c) gleichzeitig den Ortsvektor $\mathbf{r}_{D_{\max}}$ der höchsten Aktivität darstellt.

anlage erreichen. Hierbei ist in Abb. 5.5(a) ein Intensitätsaufnahme vor der ersten Laseranregung zu sehen. Die magnetischen Texturen sind dabei durch die in Abschn. 2.1.4 besprochenen Formanisotropie bestimmt. Die Quadrate und Rechtecke bilden Diamanttexturen mit Vortices an den Domänenwandkreuzungspunkten aus, wohingegen die kreisförmigen Strukturen große Wirbel mit Vortexkernen in ihrem Inneren ergeben. Vor allem die Strukturen der Quadrate und Kreise der zweiten und dritten Zeile nehmen nach jedem Einzelschuss mit dem Laser eine zufällige neue Orientierung an. Der Zustand in Abb. 5.5(b) nach einigen hundert Anregungspulse zeigt die neu ausgerichteten Magnetisierungen in den jeweiligen Strukturen. Hier wird außerdem ersichtlich, dass eine gewisse Domänenwandtextur über die Inseln hinaus induziert wurde, da über die FIB-Methode offensichtlich nicht die gesamte CoFeB-Schicht bis hinunter zur Si_3N_4 -Membran abgetragen worden war. Außerdem ist die leichte Verschiebung der Vortexkerne abhängig von der Rotationsrichtung anzumerken. Diese kann durch ein von den Polschuhen stammendes kleines magnetisches

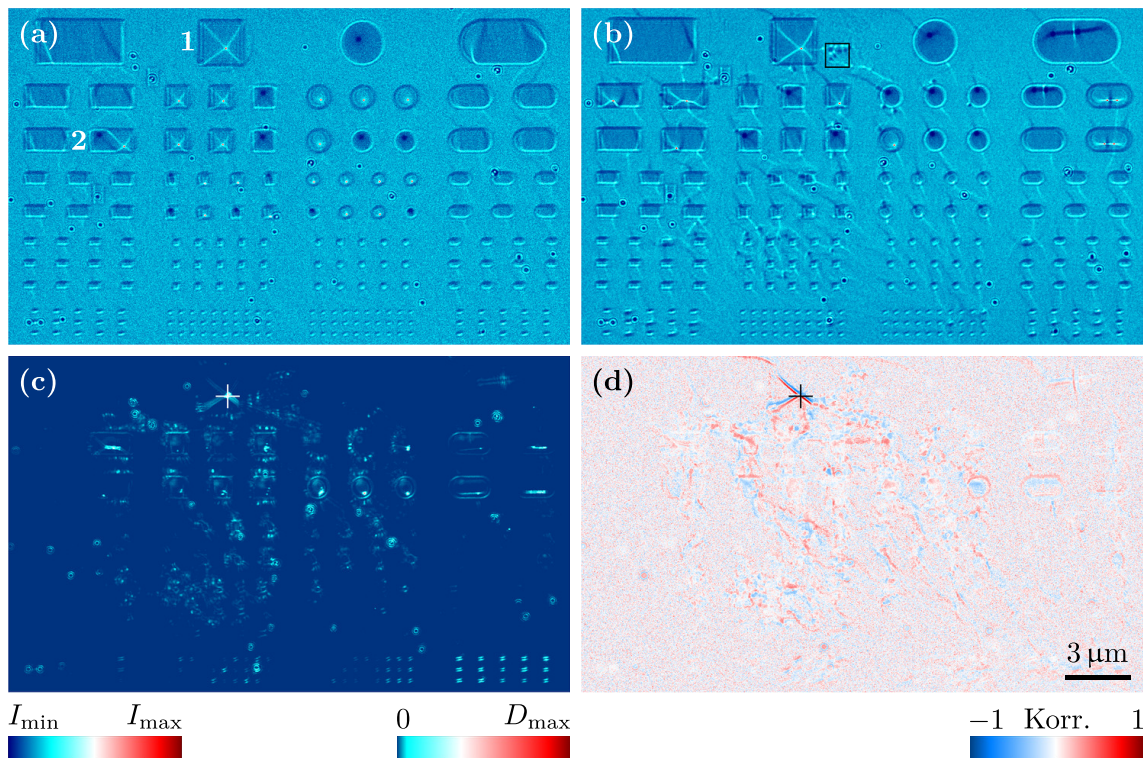


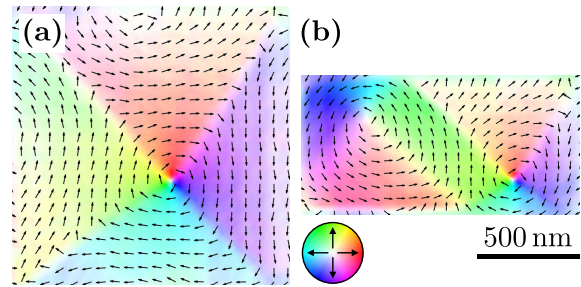
Abbildung 5.5.: Über die FIB-Methode erzeugte Inseln von Mikrostrukturen. In der oberen Zeile befindet sich ein Rechteck der Dimension $4 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$, ein Quadrat ($2 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$), ein Kreis (Durchmesser: $2 \mu\text{m}$) und ein Langloch ($4 \mu\text{m} \times 2 \mu\text{m}$). Die kleineren Inseln in den darunter liegenden Zeilen sind jeweils immer genau in jeder Dimension halbierte Versionen der darüber liegenden Strukturen. In (a) ist die Struktur im Lorentz-Modus vor der ersten Laseranregung zu sehen und in (b) nach einigen hundert Anregungspulsen, wobei die Intensitätsskala (jedes Bild einzeln normiert) unten links dargestellt ist. Die Magnetisierungen der Texturen rechts neben den Zahlen wurden in Abb. 5.6 rekonstruiert. Der markierte Bereich in (b) zeigt ein Vortex-Antivortex-Netzwerk, das in (a) noch nicht vorhanden war und in Abb. 5.7 vergrößert gezeigt wird. (c) und (d) sind wieder analog zu Abb. 5.3 die aufsummierten Differenzquadrate und Korrelationskoeffizienten für $N = 101$. Der Ortsvektor $\mathbf{r}_{D_{\max}}$ der höchsten Aktivität ist über ein Kreuz markiert.

Restfeld erklärt werden. An den aufsummierten Differenzquadraten in Abb. 5.5(c) wird ersichtlich, dass vor allem der letzte Kreis aus der zweiten Zeile und die ganze dritte Zeile der Kreise häufig schalten und hier keine anderen Texturen auftreten. Die Quadrate aus der zweiten und dritten Zeile zeigen hingegen auch unterschiedliche Mischzustände, sodass dort nicht so klare Differenzquadrate entstehen wie bei den Kreisen. Auffällig sind außerdem die sehr aktiven kleinsten Strukturen bei den Langlöchern (rechts unten). In Abb. 5.5(d) sind die Korrelationskoeffizienten des aktivsten Pixel in Abb. 5.5(c) (mit Kreuz markiert) dargestellt. Die Texturen der einzelnen Strukturen sind demnach nur gering bis gar nicht miteinander korreliert. Dies erklärt sich darüber, dass sie strukturell voneinander getrennt sind und somit beispielsweise magnetische Domänen nicht von der einen zur anderen Struktur

reichen können.

Abb. 5.6 zeigt die Rekonstruktionen der Magnetisierung der in Abb. 5.5(a) mit Zahlen markierten Strukturen.

Abbildung 5.6.: Rekonstruktionen der Magnetisierung im HSV-Farbraum von den in Abb. 5.5(a) mit Zahlen markierten Mikrostrukturen. In (a) ist die einfache Diamanttextur (1) und in (b) die Doppeldiamanttextur (2) gezeigt, wobei die Pfeile die über 12×12 Pixel gemittelte Magnetisierungsrichtung anzeigen.



Hierbei ist in Abb. 5.6(a) eine durch die Formanisotropie bedingte einfache Diamantdomänentextur und in 5.6(b) eine Doppeldiamanttextur mit zwei gegenläufig rotierenden Vortices zu sehen. Aus der Verschiebung der im Uhrzeigersinn laufenden Vortices nach rechts unten und der gegen den Uhrzeigersinn drehenden nach links oben lässt sich ableiten, dass das externe magnetische Feld relativ zur Probenorientierung einen Anteil in der Ebene aufweist, der ungefähr von der linken unteren zur rechten oberen Ecke zeigt.

Die Vergrößerung des in Abb. 5.5(b) markierten Bereichs ist in Abb. 5.7 dargestellt, wobei Abb. 5.7(a,b,c) jeweils das Intensitätsbild, die rekonstruierte Elektronenphase und die rekonstruierte Magnetisierung ergeben.

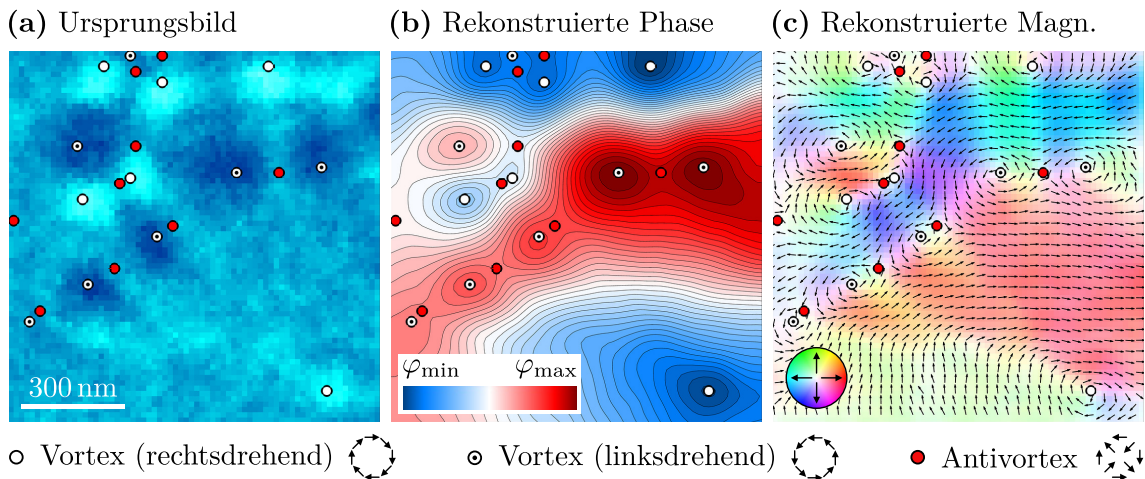


Abbildung 5.7.: Vergrößerter Ausschnitt des in Abb. 5.5(b) markierten Bereichs. Dabei ist in (a) das Ursprungsbild mit gleicher Farbskala wie in Abb. 5.5(b), in (b) die rekonstruierte Elektronenwellenphase und in (c) die entsprechende rekonstruierte Magnetisierung dargestellt. Die über 2×2 Pixel gemittelten Pfeile veranschaulichen die Richtung der Magnetisierungsvektoren.

Es wird ersichtlich, dass es sich um ein Netzwerk aus Vortices und Antivortices handelt. Die Positionen der (Anti-) Vortices wurden dabei wieder über die Integration

der Windungszahl mittels der Matlab-Funktion `findTopologicalDefects.m` (vgl. Anh. A.2.2) bestimmt. In dem homogenen und glatten Ru-CoFeB-Schichtsystem aus Abb. 5.2 treten (nicht an Defekten gepinnte) Netzwerktexturen in Form von Stachelwänden mit ausgefrorener Korrelationslänge ξ_c (siehe Gl. (2.45)) in der Größenordnung von Mikrometern auf. Im Vergleich dazu ist in dem Bereich neben den Inseln das Vortex-Antivortex-Netzwerk wesentlich dichter, sodass die Abstände herunter bis auf wenige Nanometer reichen und sich ξ_c auf ~ 100 nm abschätzen lässt. Der Unterschied kann auf folgende Dinge zurückgeführt werden: Zum einen sind die vor Oxidation schützenden 2 nm Ruthenium neben den Inseln nicht mehr vorhanden, sodass das CoFeB zu einem gewissen Maße oxidiert sein muss, da die Probe über Monate hinweg an Luftatmosphäre gelagert wurde. Außerdem wurde die Schichtdicke des CoFeB verändert, was direkten Einfluss auf die Domänenwandenergien nimmt und auch zu einem veränderten Abkühlverhalten führt (vgl. Abschn. 4.2). Hinzukommend wird durch die Bearbeitung mittels FIB die Oberfläche rauer und es werden beim Ionenbeschuss Galliumatome im Material eingelagert. Durch diese strukturellen Manipulationen wurden die magnetischen Eigenschaften des Materials neben den Inseln weitreichend verändert, sodass sich die entsprechende Defektmobilität aufgrund der höheren Anisotropien verringert (vgl. Abschn. 2.1.4.3), was nach der Laseranregung in eine höhere Defektdichte ϱ_c mündet (vgl. Abschn. 2.3.4).

6. Lichtinduzierte Vortex-Antivortex-Netzwerke in Eisenfilmen

Analog zu den CoFeB-Schichten aus dem vorherigen Kapitel werden hier Untersuchungen an einfachen – ohne Deckschicht hergestellten – 10 nm dicken Eisenschichten auf Si₃N₄-Membranen präsentiert. Nach Abschn. 3.1 sind diese oxidiert und es ergibt sich ein reales Schichtsystem bestehend aus ungefähr 3,3 nm Fe₃O₄ | 6,7 nm α -Fe | 20 nm Si₃N₄. In diesen Proben konnten erstmals ähnlich zu Abb. 5.7 Vortex-Antivortex-Netzwerke durch optische Anregung induziert werden. Es werden weiter fluenzabhängige Messungen, radiale Paarverteilungsfunktionen der Defekte und Intensitätskorrelationen besprochen. Zudem werden Effekte im Randbereich der Membran behandelt, die aufgrund der Temperaturverteilung auftreten. Abschließend werden Messungen zur Annihilation der Netzwerke vorgestellt und auf den Alterungseffekt der Proben eingegangen. Ein Teil dieser Ergebnisse wurde bereits in [EMG⁺17] publiziert.

6.1. Erzeugung von Vortex-Antivortex-Netzwerken

Das polykristalline Eisensystem zeigt sich in der Lorentz-Mikroskopie in Abb. 6.1 vor erster Laseranregung als eine Riffeltextur, wie im oberen Bild in Abb. 6.1(a) und vergrößert in Abb. 6.1(b) zu sehen. In der unteren Bildreihe ist der selbe Bildbereich nach optischer Anregung mit einem Femtosekundenlaserpuls der Peak-Fluenz von $F = 13,7 \text{ mJ/cm}^2$ dargestellt (vgl. Abschn. 3.2.1). Im Kernbereich des Lichtspots wurde dabei eine dichte und scharf abgegrenzte magnetische Textur induziert, in welcher heiße und kalte Punkte (in der Intensitätsskala) auftreten, welche sich als metastabiles Vortex-Antivortex-Netzwerk herausstellen. In Abb. 6.1(c) sind die rekonstruierten Magnetisierungen analog zu den vorherigen Kapiteln aufgezeigt. An den unterschiedlichen Sättigungen lässt sich erkennen, dass die lokalen Magnetisierungen durch das entstandene Defektnetzwerk deutlich höher sind als im Ausgangs-

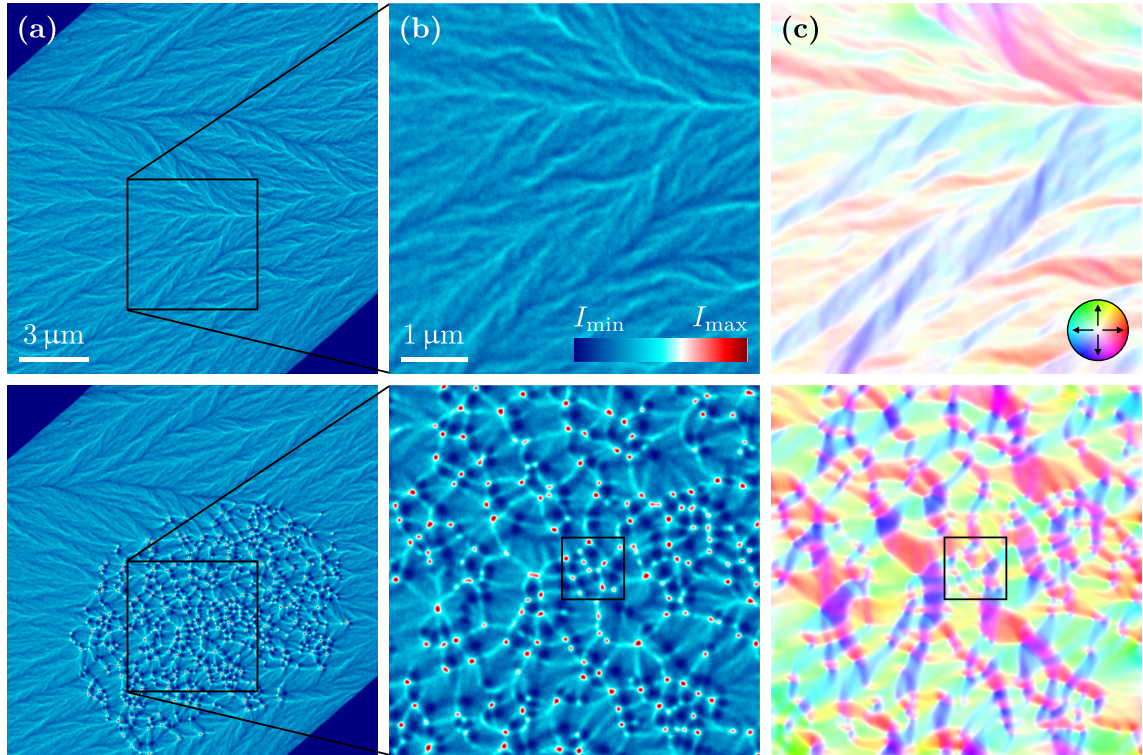


Abbildung 6.1.: Vergleich der Eisenschicht vor (oben) und nach (unten) Einzelpulsanregung ($F = 13,7 \text{ mJ/cm}^2$). In (a) und vergrößert in (b) sind Lorentz-Mikroskopiebilder gezeigt, wobei die Intensitätsskala auf das untere Bild in (b) normiert wurde. Die dunkelblauen Bereiche in den Ecken stellen das für Elektronen undurchsichtige Siliziumsubstrat der Probe dar. In (c) sind die Magnetisierungen analog zu vorherigen Abbildungen im HSV-Farbraum kodiert. Die über Quadrate markierten Bereiche der unteren Textur in (b,c) sind vergrößert und genauer ausgewertet in Abb. 6.2 zu finden.

zustand.

Eine vergrößerte Darstellung der markierten Bereiche in Abb. 6.1(b,c) ist in Abb. 6.2(a,c) dargelegt. Abb. 6.2(b) spiegelt die rekonstruierte Elektronenwellenphase wieder, wobei die rechtsdrehenden Vortices an Tief-, die linksdrehenden an Hoch- und die Antivortices an Sattelpunkten auftreten. Die (Anti-) Vortices wurden dabei über die Matlab-Funktion `findTopologicalDefects.m` (vgl. Anh. A.2.2) bestimmt. Abb. 6.2(d) verdeutlicht den Charakter der dichten Netzwerktextr. Die rechtsdrehenden Vortices bilden mit den Antivortices ein Netzwerk (blaue Linien), welches über die Antivortices mit dem Netzwerk der linksdrehenden Vortices (rote Linien) verwoben ist. Die Linien repräsentieren hierbei Domänenwände. Auffällig ist, dass die Positionen der (Anti-) Vortices in der Phase (Abb. 6.2(b)) und Magnetisierung (Abb. 6.2(c)) leicht vom Intensitätsbild (Abb. 6.2(a)) abweichen. Dies kann darauf zurückgeführt werden, dass nur ein Bild im Überfokus aufgenommen wurde, um eine höhere Anzahl von Aufnahmen erzielen zu können. Ungenauigkeiten

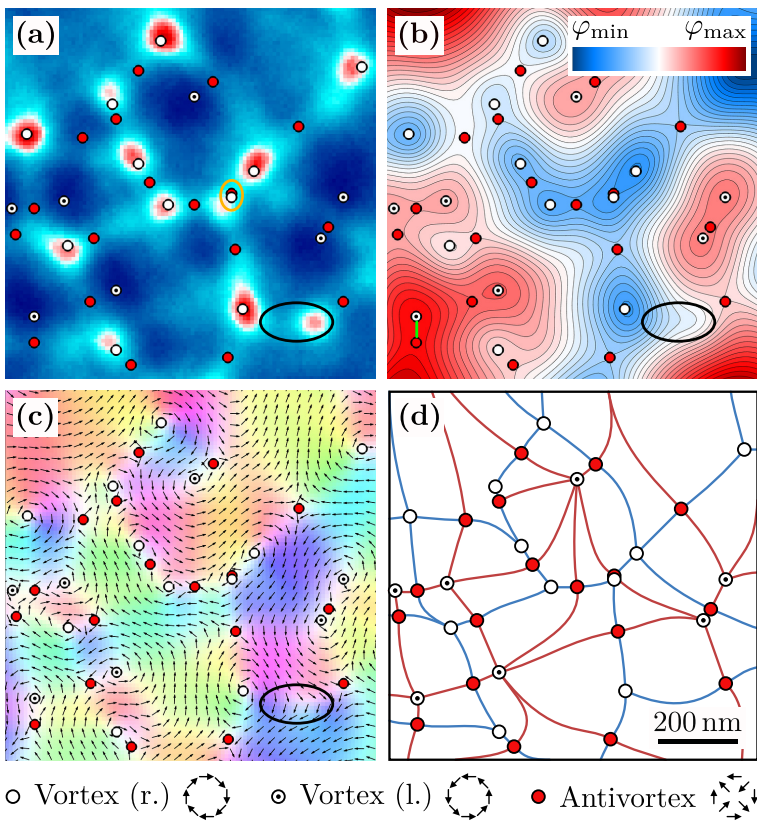


Abbildung 6.2.: Detaillierte Darstellung des in der unteren Zeile von Abb. 6.1(b,c) markierten Bereichs. (a,c) zeigen das Intensitätsbild bzw. die Rekonstruktion mit jeweils gleicher Skala wie in Abb. 6.1, wobei die die Magnetisierungsrichtung anzeigenden Pfeile über 3×3 Pixel gemittelt wurden. In (b) ist die rekonstruierte Elektronenwellenphase und in (d) eine Veranschaulichung der Netzwerkstruktur gezeigt. Die markierten schwarzen und orangefarbenen Ovale in (a,b,c) zeigen Ungenauigkeiten der Rekonstruktion auf. Der grüne Strich in (b) kennzeichnet ein fast in die Annihilation getriebenes Vortex-Antivortex-Paar.

entstehen hier beispielsweise darüber, dass im Überfokus rechtsdrehende Vortices fokussierend und linksdrehende defokussierend wirken. Erstere treten daher schärfer und mit geringerer räumlicher Ausdehnung auf als letztere. Dem kann über eine Rekonstruktion anhand von Über-, Unter- und In-Fokus-Bild entgegengewirkt werden (vgl. auch Abschn. 4.1.1). Dies führt auch dazu, dass Vortex-Antivortex-Paare teilweise deutlich näher beieinander liegen als es anhand der Lorentz-Aufnahme ersichtlich ist (orangefarbenes Oval in Abb. 6.2(a)). Ein weiteres Beispiel für die Grenzen des Rekonstruktionsalgorithmus zeigt das schwarze Oval auf. Hier ist in Abb. 6.2(a) ein rechtsdrehender Vortex auszumachen, der jedoch in der Phase und Magnetisierung nicht auftritt. Dies kann durch eine Erhöhung des Regularisationsquotientens Q (siehe Gl. (4.8)) kompensiert werden, wobei damit in Kauf genommen wird, dass die aus der Phase rekonstruierte Intensität nicht mehr dem Ursprungsbild gleicht (siehe Abb. 4.2). Dies wird im nachfolgenden Abschnitt quantitativ für die Vortexlokalisierung untersucht. Allgemein können Vortices und Antivortices kontinuierlich in einen defektfreien Zustand übergeführt werden, wie in Abb. 6.2(b) links unten über die grüne Verbindungslinie illustriert ist.

6.2. Vortex- und Antivortexlokalisation für quantitative Auswertung

Ein zu beachtender Aspekt bei der Bestimmung der Defekte über die Funktion `findTopologicalDefects.m` (vgl. Anh. A.2.2) ist, dass diese in Bereichen ohne Defekttexturen, wie in der Riffeltextur in Abb. 6.1(b), aufgrund von Bildrauschen und der im vorherigen Abschnitt besprochenen Ungenauigkeiten keine verlässlichen Ergebnisse liefert. Die Berechnung der Windungszahl resultiert hier auch bei niedrigem Q häufig zur fälschlichen Detektion von Vortices und Antivortices. Deswegen ist es bei der statistischen Analyse von den Vortex-Antivortex-Netzwerken wichtig, dass der betrachtete rekonstruierte Ausschnitt vollständig von einem Defektnetzwerk durchzogen ist. Da jedoch für die fluenzabhängigen Messungen die gesamten Netzwerke bis hin zu deren Randbereich betrachtet werden müssen, wird die `Matlab`-Funktion `findBrightDefects.m` herangezogen. Diese basiert auf einer simplen Schwellenwertanalyse der Lorentz-Aufnahmen. Hier sind die rechtsdrehenden Vortices als helle Bereiche zu finden, welche über die Funktion zu einem Punkt zusammengeschrumpft werden, der den Ort des Vortexkerns widerspiegelt. Die Schwellenwertelligkeit wurde empirisch zu $I_{\text{Schwelle}} = 1,5\bar{I}$ bestimmt, wobei \bar{I} der mittleren Helligkeit eines 600×600 Pixel großen Bereichs mit dichtem Vortex-Antivortex-Netzwerk entspricht, wie z. B. in Abb. 6.1(b) vorzufinden ist. Weitere Details zur Funktion können in Anh. A.3 gefunden werden.

Ein Vergleich verschiedener Methoden (Anti-) Vortices zu bestimmen, ist in Abb. 6.3 gegeben. Hierbei ist in Abb. 6.3(a) die rekonstruierte Intensität für den Standardregularisationsquotienten von $Q = Q_0$ und in Abb. 6.3(b) für $Q = 8Q_0$ gezeigt, wobei bei letzterem ein Effekt vergleichbar mit einem Scharfzeichnungsfilter auftritt (siehe Abb. 4.2). Es wird offenbar, dass für $Q = 8Q_0$ auch die schwerer zu identifizierenden linksdrehenden Vortices zuverlässiger gefunden werden, wie beispielsweise im grün markierten Bereich erkennbar ist. Allerdings gibt es in selteneren Situationen auch Bereiche in denen Vortex-Antivortex-Paare gefunden werden, die nicht eindeutig als solche auszumachen sind, wie im orangefarbene Oval zu sehen. Diese Fehldeutungen nehmen für $Q > 8Q_0$ rapide zu, weshalb $Q = 8Q_0$ als obere Grenze für das sichere Bestimmen der (Anti-) Vortices angenommen wird. In Abb. 6.3(c) sind die über die Funktion `findBrightDefects.m` gefundenen Vortices im Ursprungsintensitätsbild eingezeichnet, was sehr sicher funktioniert. Einzig zu dicht beieinander liegende rechtsdrehende Vortices werden teilweise als ein einziger Defekt erkannt, wie im lilafarbenen Oval hervorgehoben ist. Um die gesamte Anzahl der Vortices zu nähern, wird in dieser Methode die Anzahl der als rechtsdrehende

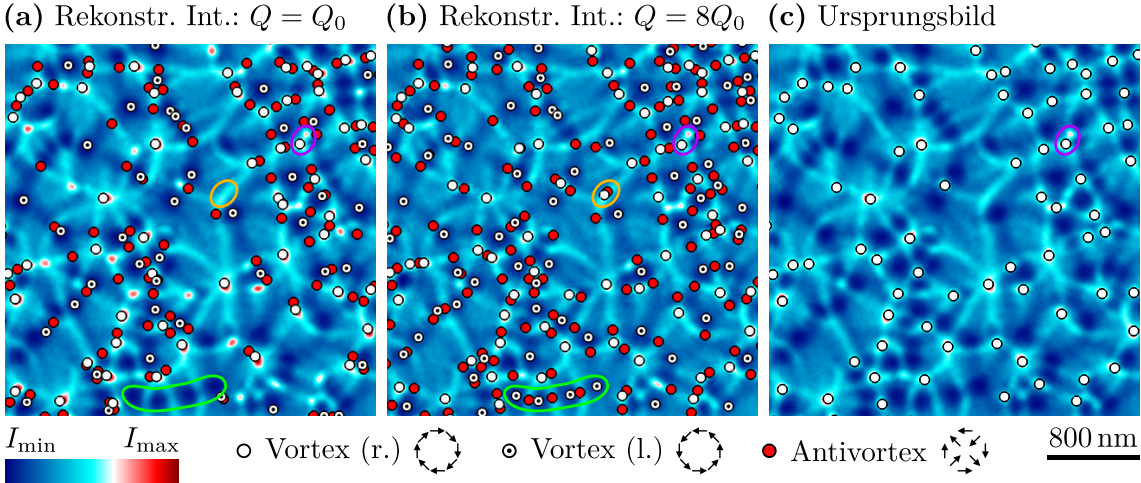


Abbildung 6.3.: Vergleich verschiedener Methoden zur (Anti-) Vortexlokalisation vom selben Bereich, wobei alle Bilder auf die gezeigte Intensitätsskala in vergleichbarer Weise normiert wurden. Während in (a) der Standardregularisationsquotient $Q = Q_0$ (vgl. Abschn. 4.1.2) zur Rekonstruktion der Magnetisierung benutzt wurde, ist in (b) das Ergebnis für $Q = 8Q_0$ sehen. Die Defekte wurden jeweils über die Funktion `findTopologicalDefects.m` (vgl. Anh. A.2.2) bestimmt. In (b) werden linksdrehende Vortices zuverlässiger gefunden (grün markierter Bereich), aber in seltenen Fällen auch nicht eindeutige Vortex-Antivortex-Paare bestimmt (orangefarbenes Oval). Die rechtsdrehenden Vortices in (c) wurden über die Funktion `findBrightDefects.m` (vgl. Anh. A.3) identifiziert. Dies funktioniert sicher, allerdings werden teilweise zu dicht beieinander liegende Vortices als ein einziger erkannt (lilafarbenes Oval).

Vortices identifizierten Defekte mit zwei multipliziert, da beide Drehrichtungen als gleich wahrscheinlich angenommen werden. Die Anzahl der Antivortices ist aus topologischen Gründen ohnehin identisch mit der Gesamtanzahl der Vortices und muss daher nicht zusätzlich aufgeführt werden. Um die in Abb. 6.3(a,b) veranschaulichte Abhängigkeit von Q genauer zu quantifizieren wird Tab. 6.2.1 betrachtet.

| Q | N_V | N_{V^*} | N_{AV} | $N_V + N_{V^*}$ | N_{V^*}/N_V |
|--------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-------------------|
| Q_0 | $110,4 \pm 0,6$ | $86,4 \pm 0,5$ | 197 ± 1 | 197 ± 1 | $0,785 \pm 0,004$ |
| $2Q_0$ | $117,6 \pm 0,7$ | $96,2 \pm 0,5$ | $213,5 \pm 1,1$ | 214 ± 1 | $0,820 \pm 0,004$ |
| $4Q_0$ | $129,0 \pm 0,7$ | $111,0 \pm 0,6$ | $239,7 \pm 1,1$ | $240,1 \pm 1,1$ | $0,863 \pm 0,004$ |
| $8Q_0$ | $146,3 \pm 0,7$ | $132,7 \pm 0,7$ | $278,4 \pm 1,2$ | $278,9 \pm 1,2$ | $0,909 \pm 0,004$ |

Tabelle 6.2.1.: Statistischer Vergleich der Anzahl von rechts- (N_V) und linksdrehenden (N_{V^*}) Vortices sowie Antivortices (N_{AV}) für verschiedene Regularisationsquotienten Q . Hierfür wurden 300 Defektnetzwerke (Anregungsfluenz: $F = 12,2 \text{ mJ/cm}^2$) rekonstruiert und über die Funktion `findTopologicalDefects.m` (vgl. Anh. A.2.2) ausgewertet. Die Ergebnisse der Tabelle sind eine Mittelung der Netzwerkkernbereiche der Dimensionen von 500×500 Pixel (`resolution = 110 \text{ Pixel}/\mu\text{m}`).

Hieraus wird ersichtlich, dass sich mit zunehmenden Q der Quotient von rechts- (N_V) zu linksdrehenden (N_{V^*}) Vortices der eins nähert. Während für $Q = Q_0$ noch 22 % weniger links- als rechtsdrehende Vortices gefunden werden, sind es für $Q = 8Q_0$ nur noch 9 %. Eine weitere Erhöhung von Q steigert N_V/N_{V^*} nicht signifikant und ist in jedem Fall aufgrund der Fehldeutungen zu vermeiden. Zusätzlich erhöht sich von $Q = Q_0$ zu $Q = 8Q_0$ die Gesamtzahl der gefundenen Vortices um 42 %. Die Summe $N_V + N_{V^*}$ ergibt für jedes Q – immer im Fehlerbereich liegend – die Anzahl der ermittelten Antivortices N_{AV} , wie es aus topologischen Gründen auch zu erwarten ist.

6.3. Fluenzabhängige Messungen

Bei Laseranregung des Schichtsystems unterhalb einer Peak-Fluenz von $F_{\text{Schwelle}} = 11,5 \text{ mJ/cm}^2$ bleibt die ursprüngliche Riffeltextur in ihren Wesenszügen erhalten. Allerdings ordnen sich manche Verzweigungen neu an, wie in Abb. 6.4 dargestellt ist.

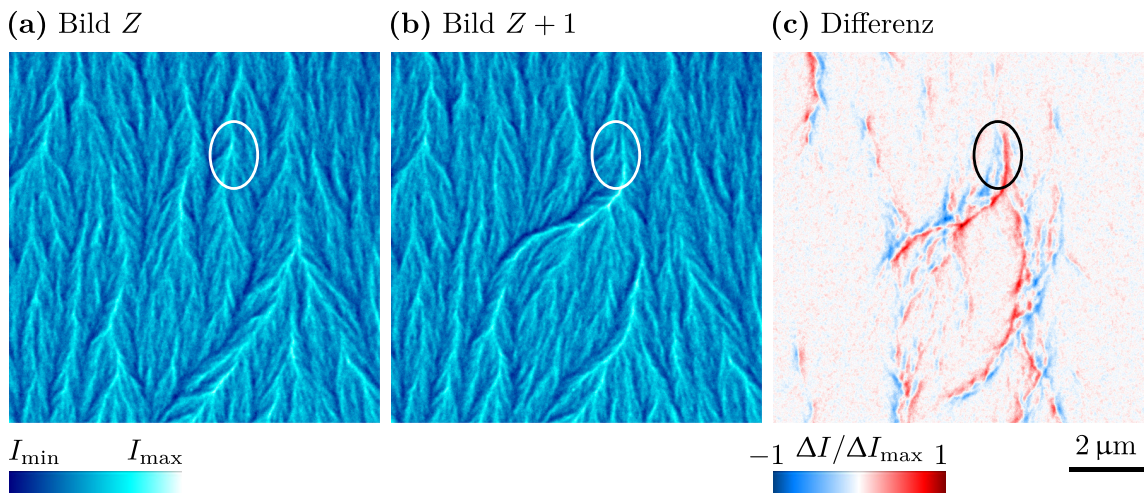


Abbildung 6.4.: Lorentz-Mikroskopiebilder vor und nach optischer Anregung mit einer Fluenz von $F = 9,5 \text{ mJ/cm}^2$, welche deutlich unterhalb der Schwellenwertfluenz für die Erzeugung von Defektnetzwerken liegt. (a) und (b) unterscheiden sich hierbei durch eine Pulsanregung, wobei die Intensitätsskala auf (b) normiert wurde. Die Differenz beider Bilder ist in (c) dargestellt. Ein Aufspalten von einem in zwei Zweige ist über das markierte Oval hervorgehoben.

Abb. 6.4(a) zeigt einen Zustand nach Z Pulsen und Abb. 6.4(b) einen Puls später ($Z+1$), wobei der gezeigte Bereich vollflächig (vgl. Abschn. 3.2.3) beleuchtet wurde. Bei genauerer Betrachtung des mit einem Oval markierten Bereichs wird ersichtlich, dass sich der Zweig von Z zu $Z+1$ aufspaltet, aber der initiale Zweig in abgeschwächter Form vorhanden bleibt. Hieraus lässt sich ableiten, dass an dieser Stelle nur die

Magnetisierung bestimmter Lagen in der Eisenschicht variieren und andere lokale Minima einnehmen, während die Magnetisierung anderer Lagen in gleicher lateraler Position unverändert bleiben. In Abb. 6.4(c) ist die Differenz beider Bilder dargestellt, womit verdeutlicht wird, dass nur einzelne Zweige über einige Mikrometer umklappen und die nähere Umgebung ihre magnetische Ausrichtung beibehält.

Mit ansteigender Fluenz entstehen ab einer bestimmten Grenze erste Vortex-Antivortex-Paare, die sich mit Erhöhung der Leistung in immer größeren und dichteren Vortex-Antivortex-Netzwerken manifestieren, wie im Anhang in Abb. A.1 aufgeführt ist. Quantitative fluenzabhängige Auftragungen zu den Defektnetzwerken sind in Abb. 6.5 gezeigt.

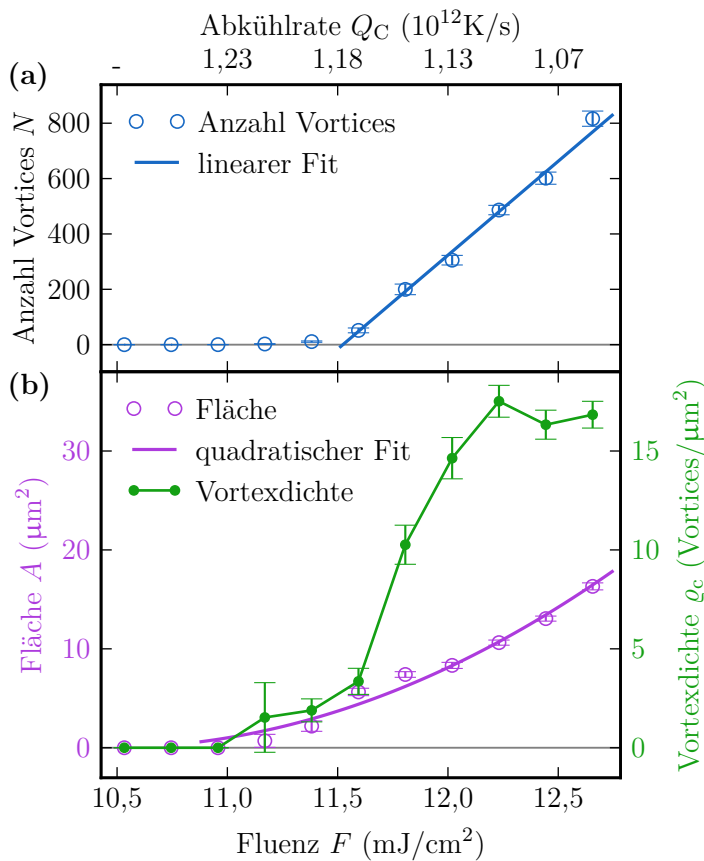


Abbildung 6.5.: Fluenzabhängige Messungen. In (a) ist die Anzahl N , der über die Funktion `findBrightDefects.m` (vgl. Anh. A.3) bestimmten Vortices gezeigt, wobei jeder Messpunkt über 15 Lorentz-Bilder (ohne Annihilation) gemittelt wurde. Für den linearen Fit wurden die sechs Messpunkte höchster Fluenz herangezogen. Die zu den jeweiligen Fluenzen F gehörende Abkühlrate Q_C wurde dabei über die Simulation aus Abb. 4.6 bestimmt. (b) zeigt für den selben Datensatz die räumliche Ausdehnung A des Netzwerks und die Vortexdichte ρ_c in diesem Bereich. Der quadratische Fit an A wurde ohne die ersten zwei Messpunkte berechnet.

Hierbei ist in Abb. 6.5(a) die Anzahl N der induzierten Vortices gegen die Fluenz F aufgetragen. Oberhalb einer Schwellenwertfluenz von $F_{\text{Schwelle}} \approx 11,5 \text{ mJ}/\text{cm}^2$ steigt die Anzahl der Vortices (blaue Messpunkte) in einem linearen Zusammenhang (blaue Gerade). Der scharfe Schwellenwert lässt sich mit dem thermischen Modell aus Abschn. 4.2 auf das Überschreiten der Curie-Temperatur des Eisens zurückführen, wobei die Schwelle über die Simulation in guter Übereinstimmung zu $F_{\text{Schwelle}}^{\text{Sim}} = 11,0 \text{ mJ}/\text{cm}^2$ bestimmt wurde. Unterhalb der Schwelle durchquert das System keinen Phasenübergang zweiter Ordnung, wodurch nach dem KZM

keine Defekte ausfrieren (vgl. Abschn. 2.3). Da sich bei höherer Fluenz der Bereich auf der Probe, wo diese Schwelle überschritten wird, quadratisch vergrößert, steigt die Anzahl der sich in 2D ausbreitenden Defekte linear. Dies lässt sich in Abb. 6.5(b) anhand der lateralen Ausdehnung der Defektnetzwerke A (lila Messpunkte) und des quadratischen Fits (lila Kurve) verifizieren. Vor allem für größere Fluenzen passt der quadratische Fit gut, was daran liegt, dass die statistischen Schwankungen kleiner werden. Die Fläche wurde über $A = \pi\sigma_x\sigma_y$ (Ellipse) berechnet, wobei σ_i die Standardabweichung des Mittelpunkts des Netzwerks in x - bzw. y -Richtung darstellt. Die ausgefrorene Vortextdichte ϱ_c (grüne Auftragung, vgl. auch Abschn. 2.3.4) berechnet sich aus der Anzahl der gefundenen Vortices pro jeweiliger ermittelter elliptischer Fläche. Im Schwellenbereich zwischen $F = 11,0 \text{ mJ/cm}^2$ und $F = 11,5 \text{ mJ/cm}^2$ fluktuiert die Dichte um $\varrho_c = 2 \text{ Vortices}/\mu\text{m}^2$, während danach bis etwa $F = 12,2 \text{ mJ/cm}^2$ ein steiler Anstieg folgt und ein Grenzwert von $\varrho_c^{\text{max}} \approx 17 \text{ Vortices}/\mu\text{m}^2$ erreicht wird. Die Abkühlrate Q_C fällt mit steigender Fluenz nach den Simulationsergebnissen aus Abb. 4.6 in einem flachen linearen Verlauf ab und verringert sich so im Bereich von $F = 11 \text{ mJ/cm}^2$ zu $F = 13 \text{ mJ/cm}^2$ um 17%. Die Dichte der Defekte steigt jedoch im KZM nach Gln. (2.45) und (2.46) für eine höhere Abkühlrate, weshalb selbige hier im Wesentlichen durch die intrinsischen Materialeigenschaften bestimmt wird. Aus diesen Gründen kann der Anstieg und die Sättigung der Dichte als ausgeschmierte Stufenfunktion interpretiert werden. Dies deckt sich auch mit den Simulationsergebnissen des XY-Modells in Abb. 4.9, in denen ebenfalls eine Sättigung erreicht wird.

6.4. Defektkorrelationen

In diesem Abschnitt wird genauer auf die Korrelationen der Defekte eingegangen. Analog zum XY-Modell in Abb. 4.8 ist in Abb. 6.6 eine quantitative Auswertung der Messergebnisse dargestellt. Hierbei sind in Abb. 6.6(a) die Wahrscheinlichkeitsdichten der Spinorientierungen $dP/d\theta$ gegen eine periodische Winkelskala θ der Riffeltextur (blaue Kurve) und des Defektnetzwerks (rote Kurve) aus Abb. 6.1(c) aufgetragen. Während das Vortex-Antivortex-Netzwerk keine präferierte Ausrichtung aufweist, lassen sich in der Riffeltextur zwei Peaks um $\theta_1 \approx 0$ und $\theta_2 \approx \pi$ ausfindig machen. Diese beiden Zustände können analog zur XY-Modell-Simulation betrachtet werden. Bei letzterem entspricht die Anregung mit $T_r^{\text{max}} = 0,8$ Anregungsfluenzen deutlich unterhalb der Schwellenwertfluenz F_{Schwelle} , weshalb bei geringen Fluenzen nur sporadische Umklappvorgänge innerhalb der Riffeltextur beobachtet werden (siehe Abb. 6.4). Im Gegensatz zur Simulation treten in der Riffeltextur zwei Peaks auf,

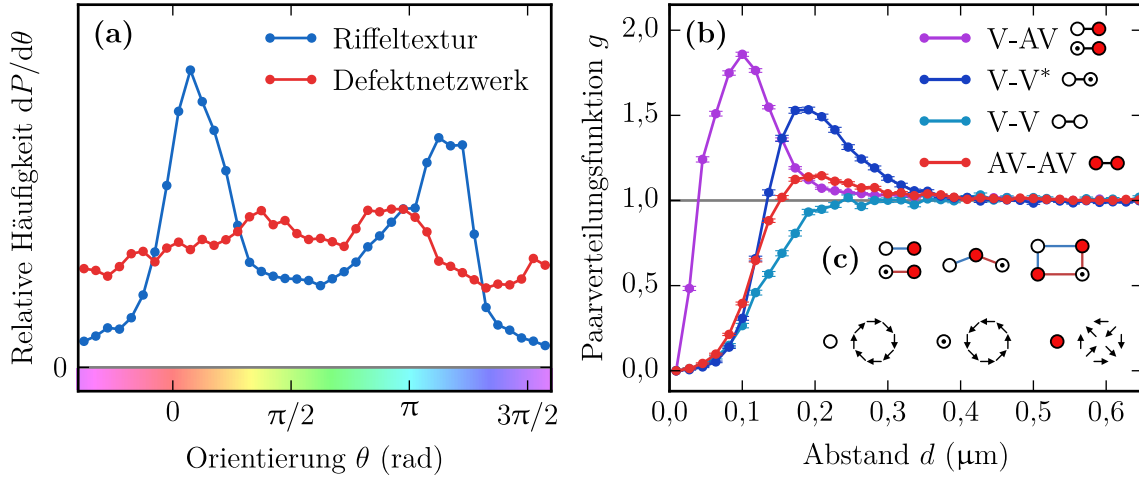


Abbildung 6.6.: Quantitative Auswertung der experimentellen Daten. (a) zeigt die relative Häufigkeit als Wahrscheinlichkeitsdichte $dP/d\theta$ gegen eine periodische farbtonekodierte Skala des Spinwinkels θ für die Riffel- und Netzwerktextur aus Abb. 6.1(c). Die Winkelskala wurde dabei in 40 Bins unterteilt. In (b) ist die radiale Paarverteilungsfunktionen für unterschiedliche Defektpaare mit Standardabweichung dargestellt. (c) veranschaulicht mögliche nach Häufigkeit sortierte verhältnismäßige Vortex-Antivortex-Konfigurationen, welche die Verteilung erklären. Für die Auftragungen wurde jeder Bin über 300 Netzwerke der Dimensionen 500×500 Pixel ($\text{resolution} = 110 \text{ Pixel}/\mu\text{m}$) gemittelt, die durch optische Anregung der Fluenz von $F = 12,2 \text{ mJ}/\text{cm}^2$ induziert und ohne zwischenzeitliche Annihilation aufgenommen wurden. Als Bin-Breite wurde 2 Pixel gewählt. Die verwendeten Python-Skripte sind in Anh. A.4 erläutert.

die um ca. $\theta_2 - \theta_1 = \pi$ zueinander verschoben sind. Dies kann damit erklärt werden, dass im Experiment eine langreichweitige Dipol-Dipol-Wechselwirkung herrscht, welche in der Simulation vernachlässigt wurde. Um Dipol-Dipol-Felder zu minimieren entwickeln sich Bereiche entgegengesetzter Magnetisierungsrichtung. In Konkurrenz zu den Kristallanisotropieenergien der polykristallinen Schicht ergibt sich die charakteristische Riffeltextur (vgl. auch Abschn. 2.1.4). Das Vortex-Antivortex-Netzwerke aus der Simulation für $T_r^{\text{max}} = 1,4$ stimmt gut mit dem mittels Laserpuls einer Fluenz von $F = 13,1 \text{ mJ}/\text{cm}^2$ herbeigeführten Netzwerk überein. Die ausgefrorene metastabile Textur weist ebenso im Mittel aufgrund der Bevölkering von hochenergetischen (Anti-) Vortexkernen keine Vorzugsorientierungen mehr auf.

Abb. 6.6(b) zeigt die radiale Paarverteilungsfunktionen von Vortices und Antivortices $g_{V,AV}$ (lila Kurve), von rechtsdrehenden Vortices zueinander $g_{V,V}$ (hellblaue Kurve), von rechts- und linksdrehenden Vortices g_{V,V^*} (dunkelblaue Kurve) sowie von Antivortices zueinander $g_{AV,AV}$ (rote Kurve). Hierfür wurde ein Datensatz aus 300 Aufnahmen herangezogen, wobei die Membran ohne Annihilation mit Einzelpulsen einer Fluenz von $F = 12,2 \text{ mJ}/\text{cm}^2$ angeregt wurde. Die Defekte wurden im 500×500 Pixel-Kernbereich der Netzwerke über die Windungszahlberechnung der

rekonstruierten Magnetisierungsvektoren ermittelt (vgl. Anh. A.1 und A.2.2). Aufgrund der deutlich besseren Resultate bei der Lokalisation der Defekte für größere Regularisationsquotienten Q , wie in Abb. 6.3 dargestellt, wurde hier $Q = 8Q_0$ gewählt. Des Weiteren wurde die Paarverteilung wie für das XY-Modell nach Gl. (4.18) berechnet (vgl. auch Anh. A.4). Ein wesentlicher Unterschied zu den simulierten Daten ist, dass die Defektabstände im Experiment nicht beliebig nahe beieinander liegen können, da das Lorentz-Bild einer begrenzten Auflösung unterliegt. D. h. beispielsweise Vortex-Antivortex-Paare mit nur einem Pixel Abstand, wie es im XY-Modell auftritt, können nicht aufgelöst werden. Die topologische Berechnung der Windungszahl ist jedoch nicht auf die Auflösung begrenzt. Aufgrund der in Abschn. 6.1 und 6.2 genannten Ungenauigkeiten können daher Defektpaare entstehen, die zueinander einen auf einen Pixel ($r = 1 \text{ Pixel} \hat{=} 9 \text{ nm}$) herunter reichenden Abstand besitzen, was einen ausgeprägten Peak von $g_{V,AV}$ in diesem Bereich zur Folge hat. Um dieses Artefakt zu verhindern, werden nur Defektpaare mit einem minimalen Abstand von $r > 3 \text{ Pixel} \hat{=} 27 \text{ nm}$ beachtet ($r > 0$ wird zu $r > 3$ in `calcDistances`, Zeile 19 in Anh. A.4.1), was ungefähr dem Auflösungsvermögen in den Lorentz-Aufnahmen entspricht. Der reale Radius von Vortexkernen liegt in Eisen im Bereich von $r_{\text{Vortex}}^{\text{Fe}} \approx 5 \text{ nm}$ [WWB+02, MT02].

Der ausgeprägte Peak von $g_{V,AV}$ bei $d \approx 100 \text{ nm}$ zeigt die kurzreichweitige Ordnung der Vortex-Antivortex-Paare in diesem Bereich und ergibt die ausgefrorene Korrelationslänge ξ_c (siehe Gl. (2.45)). Kleinere Abstände führen in einem steilen Verlauf zur Annihilation und größere verlieren ihre Korrelation exponentiell. Während in $g_{V,AV}$ kein ausgeschlossener Bereich auftritt, da Vortices und Antivortices kontinuierlich ineinander übergeführt werden können, zeigen alle anderen Kurven einen ausgenommenen Bereich im Intervall von $d \in [0 \text{ nm}, 60 \text{ nm}]$. Dieser entsteht dadurch, dass es Energie kostet Defekte der selben Windungszahl einander anzunähern. Eine Besonderheit im Vergleich zum XY-Modell sind die Peaks von g_{V,V^*} und $g_{AV,AV}$ bei $d \approx 180 \text{ nm}$. Normalerweise dürften diese keine Korrelation aufweisen und sich analog zu $g_{V,V}$ verhalten, weil hier im Gegensatz zu Vortex-Antivortex-Paaren keine attraktive Wechselwirkung vorliegt. Das bedeutet, dass die Erklärung hierfür in der Netzwerkanordnung liegen muss, die bestimmte Vortex-Antivortex-Konfigurationen bevorzugt. Drei Möglichkeiten sind in Abb. 6.6(c) illustriert. Die erste zeigt die häufigste vorkommende Beziehung von normalen Vortex-Antivortex-Paaren, die den Peak in $g_{V,AV}$ bewirkt. In der zweiten ist zu sehen, wie über einen Antivortex eine Brücke von einem rechts- zu einem linksdrehenden Vortex geschlagen wird, wobei diese in einem bestimmten Winkel bzw. Abstand zueinander stehen und so den Peak in g_{V,V^*} entstehen lassen könnten. Die dritte Konfiguration zeigt ein

doppeltes Vortex-Antivortex-Paar, was auch in einem bestimmten Verhältnis zueinander steht, sodass ein gehäuftes Auftreten einer solchen Anordnung für den flachen Peak in $g_{AV,AV}$ verantwortlich sein könnte. Die unterschiedlichen Peak-Höhen lassen sich dabei über die Wahrscheinlichkeiten des Auftretens erklären. Anordnungen aus vier Defekten treten weniger häufig auf als welche aus drei Defekten usw. Diese Besonderheiten haben ihren Ursprung in der Dipol-Dipol-Wechselwirkung und den Kristallanisotropien. So sind aufgrund von Streufeldminimierung nur zwei diskrete Phasenbeziehungen – rechts- oder linksdrehend – bei Vortices energetisch möglich, wohingegen in der Simulation alle Phasenbeziehungen gleichwertig sind (siehe Abb. 2.4(b)). Außerdem richten sich Domänen und (Anti-) Vortices an Kristalliten aus oder pinnen an Störstellen. Die Wechselwirkung dieser Effekte resultiert in Netzwerke, welche aus zwei einzelnen über Domänenwände verwobenen bestehen, wie in Abb. 6.2(d) gezeigt ist. Ein weiterer Unterschied zum XY-Modell ist, dass sich die Spins in der paramagnetischen Hochtemperaturphase grundsätzlich aber auch in Vortexkernen in der Tieftemperaturphase in allen drei Dimensionen ausrichten und nicht strikt auf eine 2D-Ebene reduziert sind. Welche Auswirkungen diese Begebenheiten auf den Endzustand der Netzwerke haben, ist nicht abschließend geklärt. Ab Entfernungen von $d \approx 350$ nm nähern sich alle Verteilungen dem unkorrelierten Zustand an. Insgesamt ist dies vergleichbar mit den Paarverteilungsfunktionen von Gläsern oder Flüssigkeiten, die auch keine räumliche Ordnung oberhalb der Entfernungen zwischen nächsten Nachbarn aufweisen.

Es sind zwar aufgrund der geringen Anzahl von Defekten keine vergleichbaren statistischen Analysen zu den unbehandelten CoFeB-Filmen in Abschn. 5.1 gegeben, aber aus den Aufnahmen – wie beispielsweise die Stachelwandtextur in Abb. 5.2 – lässt sich erkennen, dass diese im Vergleich zu den Fe-Filmen ausgefrorene Korrelationslängen ξ_c im Mikrometerbereich aufweisen. Dies kann auf eine erhöhte Defektmobilität zurückgeführt werden. Sie wird hervorgerufen, weil die Struktur des weichmagnetischen CoFeB amorph und homogen ist, wodurch geringere Anisotropien entstehen und sich Domänenwände über Mikrometer weitgehend ungestört ausbreiten können. In den Fe-Filmen wird die ungestörte Ausbreitung durch Kristallanisotropien der grobkörnigeren polykristallinen Struktur unterbunden (vgl. Abschn. 2.1.4.3), sodass sich ξ_c im 100 nm-Bereich bewegt. Dabei lassen sich zum Fe-Film vergleichbare Größenordnungen der Defektdichten ρ_c (vgl. Abschn. 2.3.4) auch in dem in Abb. 5.7 gezeigten Netzwerk des mittels FIB bearbeiteten Bereich der CoFeB-Schicht erkennen, was bereits im letzten Absatz in Abschn. 5.2 diskutiert wurde.

In Abb. 6.7 sind – wie in Kapitel 5 bereits angewendet – quantitative Aus-

wertungen in Form von Intensitätskorrelationen der Riffeltexturen (oben) und der Vortex-Antivortex-Netzwerke (unten) aufgezeigt.

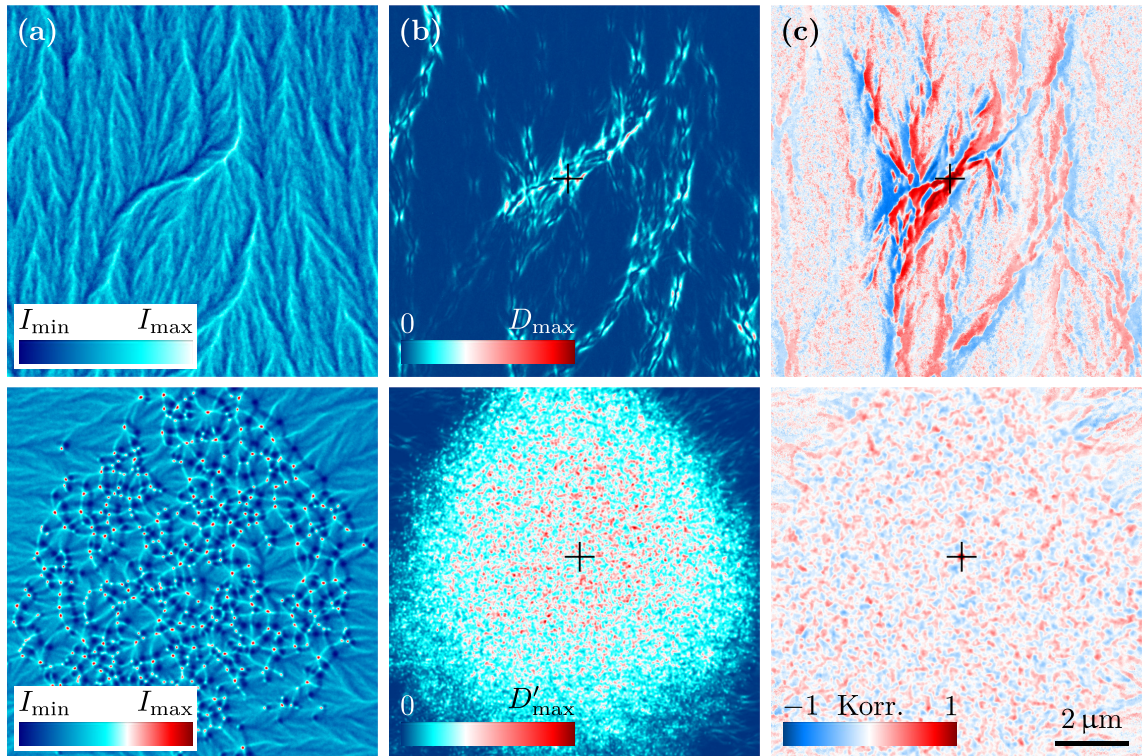


Abbildung 6.7.: Quantitative Analyse von Riffeltexturen (oben, siehe auch Abb. 6.4) und Defektnetzwerken (unten). In (a) sind dabei Intensitätsbilder der jeweiligen Messreihe gezeigt. Weiter sind in (b) die aufsummierten Differenzquadrate (siehe Gl. (5.1)) und in (c) die Korrelationskoeffizienten (siehe Gl. (5.2)) für jeweils $N = 100$ Bilder zu sehen. Für die Riffeltextur wurden Fluenzen unterhalb der Erzeugungsschwelle und für das Defektnetzwerk wurde $F = 12,2 \text{ mJ/cm}^2$ (immer ohne Annihilation) verwendet. Das Kreuz markiert jeweils den Punkt $r_{D_{\max}}$ höchster Aktivität der Differenzquadrate und ist gleichzeitig der für die Korrelation ausgewählte Pixel.

Dabei zeigen die Bilder in Abb. 6.7(a) repräsentative Intensitätsaufnahmen der jeweiligen Messreihe. In Abb. 6.7(b) sind weiter die aufsummierten Differenzquadrate nach Gl. (5.1) und in Abb. 6.7(c) die räumlichen Korrelationskoeffizienten nach Gl. (5.2) für jeweils $N = 100$ Aufnahmen aufgeführt, zwischen denen der Bereich über einen Laserpuls jeweils vollflächig (vgl. Abschn. 3.2.3) angeregt wurde. Für die Bilder der Riffeltextur wurde der selbe Bereich aus der selben Probenreihe wie in Abb. 6.4 verwendet. Die Differenzquadrate in Abb. 6.7(b) zeigen, dass die Riffeltextur zwischen bevorzugten Zweigen hin und her wechselt, während sich im Bereich der Vortex-Antivortex-Textur der gesamte Bereich nach jedem Puls ändert. Die eingezeichneten Kreuze markieren jeweils die Pixel $r_{D_{\max}}$ der höchsten Aktivität, an denen die räumlichen Korrelationskoeffizienten in Abb. 6.7(c) bestimmt wurden. Es

wird deutlich, dass die Zweige der Riffeltextur über Entfernungen der Größenordnung von $10\ \mu\text{m}$ korreliert sein können. Im Gegensatz dazu zeigt die Defekttextur keine Korrelation außerhalb eines $\sim 50\ \text{nm}$ großen Radius, der sich in der Größenordnung der als helle Spots sichtbaren rechtsdrehenden Vortices befindet. Zudem zeigt die dort auftretende wolkige Textur eine Körnung im Bereich von $\sim 100\ \text{nm}$ und ist damit – obschon dies sehr wahrscheinlich ist – kein hinreichender Beweis für Pinning-Zentren der polykristallinen Eisenschicht, da diese eine Korngröße von lediglich $\sim 25\ \text{nm}$ besitzt.

6.5. Effekte im Membranrandbereich

Ein weiterer auffälliger Effekt ist, dass bei allen Messungen mit Netzwerken am Rand der Membran ein gewisser Totbereich auftritt, der nicht von (Anti-) Vortices bevölkert wird, wie in Abb. 6.8 zu sehen ist.

(a) Lorentz-Mikroskopie

(b) Aufsummierte Differenzquadrate

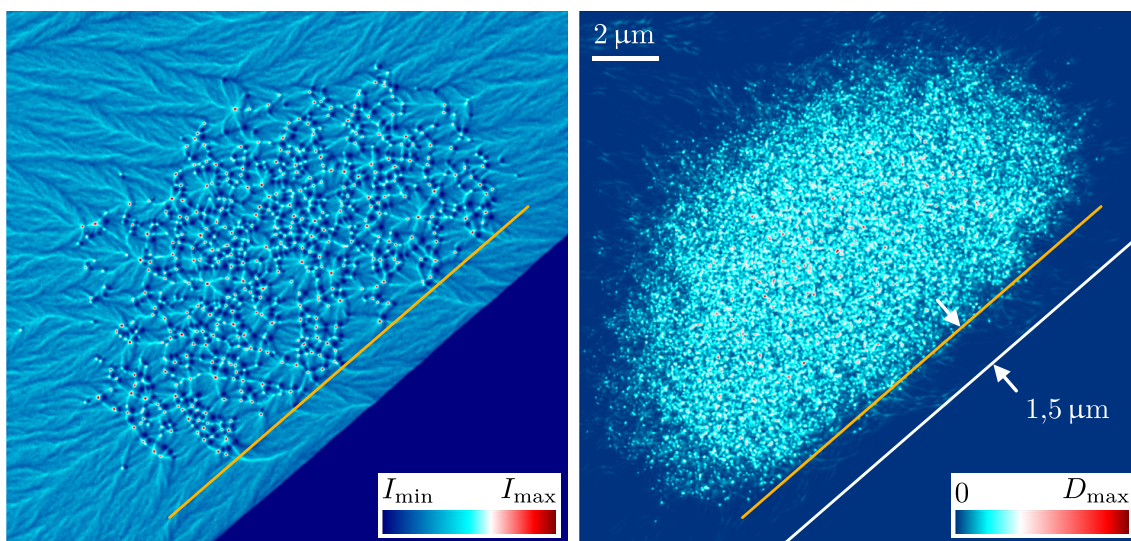


Abbildung 6.8.: Effekt eines Totbereichs an der Membrangrenze. Die orangefarbene Linie markiert dabei die Grenze. (a) zeigt eine Lorentz-Aufnahme (Anregungsfluenz: $F = 13,7\ \text{mJ}/\text{cm}^2$) und (b) stellt die aufsummierten Differenzquadrate für $N = 24$ Bilder (siehe Gl. (5.1)) dar, zwischen denen immer eine Annihilation stattfand. Die weiße Linie markiert die Membranlängsseite, wobei der Abstand zur orangefarbenen $1,5\ \mu\text{m}$ beträgt.

In dem Lorentz-Bild in Abb. 6.8(a) ist ein Netzwerk dargestellt, welches nicht über die orangefarbene Linie hinausragt. Die aufsummierten Differenzquadrate in Abb. 6.8(b) für $N = 24$ Aufnahmen verdeutlichen, dass dies kein zufälliges Ereignis war, da der Rest des Netzwerks eine ovale Form aufweist und bis auf ein paar wenige Ausreißer die Defekte diese Linie, welche genau parallel zur Membranlängsseite liegt,

nicht überschreiten. Hierbei ist die Grenze zum für die Elektronen undurchsichtigen Siliziumsubstrat mit einer weißen Linie markiert. Der tote Bereich weist hiervon einen Abstand von ungefähr $1,5\ \mu\text{m}$ auf.

Da eine $200\ \text{nm}$ dicke Siliziumschicht einen Transmissionskoeffizienten von $T = 98\%$ aufweist [AS83, Pol17d], verteilt sich die Laserenergie neben der Membran relativ homogen im Siliziumsubstrat, wodurch sie kaum erhitzt wird. Durch die Ankopplung des Si_3N_4 an das Si, ist ersteres demnach immer an ein kühles Reservoir angebunden, sodass es sich ebenfalls nicht stark aufheizt. Das führt dazu, dass sich das Fe nach der Anregung noch schneller abkühlt als in Abb. 4.5 dargestellt ist. Nach dem KZM müsste damit eine besonders hohe Vortexdichte am Randbereich beobachtet werden. Da der gegenteilige Effekt eines Totbereichs auftritt, muss es einen anderen treibenden Mechanismus geben. Einen Erklärungsansatz bieten lokale Verspannungen, die durch den hohen Temperaturgradienten in der Fe- Si_3N_4 -Doppelschicht ohne Siliziumuntergrund zum Randbereich mit Siliziumankopplung auftreten. Der Gradient ist dabei nach dem Ausfrieren der Defekte besonders groß, da der Randbereich schon über das Substrat relaxiert ist, während die Membran nur lateral und deswegen entsprechend langsamer ihre Wärmeenergie abtransportieren kann. Die Verspannungen führen dazu, dass die Defektmobilität durch magnetoelastische Kopplungen in diesem Bereich soweit erhöht wird, dass Annihilationsvorgänge getrieben werden. Wie empfindlich magnetische Eigenschaften von den Gitterparametern abhängen, ist in Abschn. 2.1.3 näher erläutert. Nach dieser Theorie sollten in Bereichen neben der Membran, die verspannungsfrei sind, wieder dichte Vortex-Antivortex-Netzwerke vorhanden sein, insofern das Eisen dort über die Curie-Temperatur erhitzt wurde. Dies lässt sich jedoch nicht über die Transmissionselektronenmikroskopie verifizieren.

6.6. Netzwerkanihilation

Wie schon in vorherigen Abschnitten erwähnt, lassen sich die Vortex-Antivortex-Netzwerke vollständig annihilieren. Dafür muss die optische Anregung ca. 5% geringer als die Schwellenwertfluenz von $F_{\text{Schwelle}} = 11,5\ \text{mJ}/\text{cm}^2$ angesetzt werden und der Bereich ein paar Dutzend Male angeregt werden. Dieser Vorgang ist im Anhang in Abb. A.2 exemplarisch für einige Zwischenbilder aufgezeigt. Aus den Aufnahmen kann geschlossen werden, dass sich die Beweglichkeit einiger Vortex-Antivortex-Paare nach jeder Anregung soweit erhöht, dass sie annihilieren, was sukzessive zur vollständigen Annihilation des Netzwerks nach ungefähr 30 Laserpulsen führt. Dieses Kriechverhalten kann analog zur Glasphysik betrachtet werden und

untermauert den glasähnlichen Charakter der Defektnetzwerke. Weiter ist bei der Annihilation interessant, dass der mittels Oval markierte Bereich nach dem letzten Laserpuls nahezu unverändert wieder erscheint, obwohl dort direkt nach dem Anregungspuls eine komplett neue Defekttextur zu sehen war. Dieses Verhalten wurde bereits in ähnlicher Form im markierten Oval in der Riffeltextur in Abb. 6.4 beobachtet und kann auf ein Pinnen der Domänenwände an die Struktur der Eisenkristallite zurückgeführt werden.

Eine statistische Analyse des Annihilationsprozesses für verschiedene Fluenzen ist in Abb. 6.9 aufgetragen.

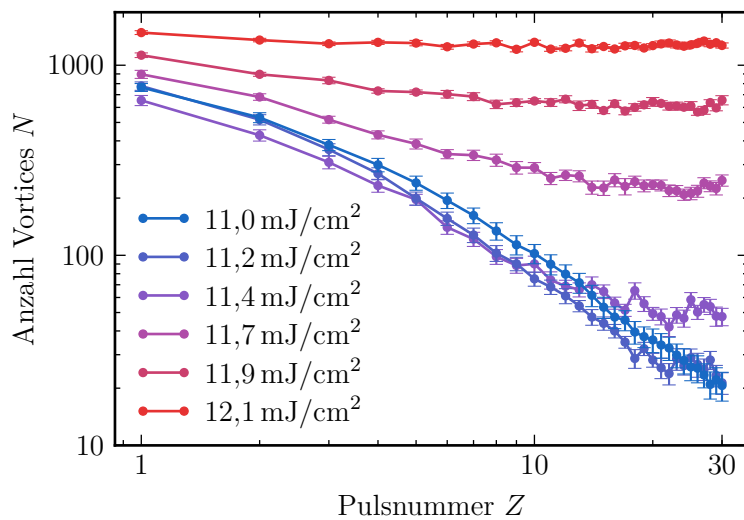


Abbildung 6.9.: Annihilationsprozesse für verschiedene Annihilationsfluenzen.

Die Anregungsfluenz lag bei allen Messungen bei $F = 12,6 \text{ mJ/cm}^2$. Danach wurde 29 Laserpulse mit der angegebene Annihilationsfluenz angeregt. Jede Messreihe wurde über 15 Datensätze gemittelt, wobei mit der niedrigsten Annihilationsfluenz begonnen und dann monoton erhöht wurde.

Hierbei sind jeweils die Anzahl der Vortices N nach jedem Annihilationspuls Z der angegebenen Annihilationsfluenz F_{Anni} für 30 Pulse in einer doppelt-logarithmischen Darstellung (um mehr Details bei kleinen N aufzulösen) gezeigt. Dabei beginnt jede Messreihe nach einem Anregungspuls der Peak-Fluenz von $F = 12,6 \text{ mJ/cm}^2$. An den Graphen lässt sich erkennen, dass für die Annihilationsfluenz von $F_{\text{Anni}} = 11,0 \text{ mJ/cm}^2$ die Anzahl der Defekte im Netzwerk monoton fällt. Bereits bei der nächst höheren Fluenz von $F_{\text{Anni}} = 11,2 \text{ mJ/cm}^2$ ist dies nicht mehr gegeben und es kommt ab Puls $Z = 18$ zu Fluktuationen um $N = 25$ Vortices. Mit zunehmender Fluenz steigt dieser Wert, wie in Tab. 6.6.2 ersichtlich wird. Dies liegt daran, dass aufgrund der lateral gaußförmigen Pulse der äußere Bereich des Netzwerks annihiliert wird, da die Fluenz hier unterhalb der Erzeugungsschwelle liegt. Dagegen befindet sie sich im Inneren des Spots darüber, wodurch wieder entsprechend kleinere Netzwerke hervorgerufen werden.

Des Weiteren ist auffällig, dass fast alle Kurven einen Offset aufweisen, obwohl sie mit der gleichen Fluenz von $F = 12,6 \text{ mJ/cm}^2$ angeregt wurden. Die Messreihen wurden – angefangen mit der niedrigsten Annihilationsfluenz F_{Anni} – monoton stei-

| F_{Anni} (mJ/cm ²) | $N(Z = 1)$ | $N(Z = 30)$ |
|---|---------------|---------------|
| 11,0 | 760 ± 40 | 21 ± 4 |
| 11,2 | 780 ± 40 | 21 ± 3 |
| 11,4 | 650 ± 40 | 48 ± 6 |
| 11,7 | 900 ± 50 | 250 ± 20 |
| 11,9 | 1130 ± 40 | 660 ± 40 |
| 12,1 | 1480 ± 40 | 1270 ± 40 |

Tabelle 6.6.2.: Anzahl der Vortices N nach Anregung ($Z = 1$) und nach 29 Annihilationspulsen ($Z = 30$) für verschiedene Annihilationsfluenzen F_{Anni} aus Abb. 6.9. Jeder Wert wurde über 15 Messungen gemittelt.

gend aufgenommen. Hierbei sinkt die Anzahl der Vortices bei $Z = 1$ zunächst von $N_{11,0\text{mJ/cm}^2} = 760 \pm 40$ auf $N_{11,4\text{mJ/cm}^2} = 650 \pm 40$ und steigt dann auf fast die doppelte Anzahl von $N_{12,1\text{mJ/cm}^2} = 1480 \pm 40$ für die letzte Messreihe an. In Abb. 6.10 findet sich ein Vergleich zweier Ausgangsnetzwerke unterschiedlicher Messreihen.

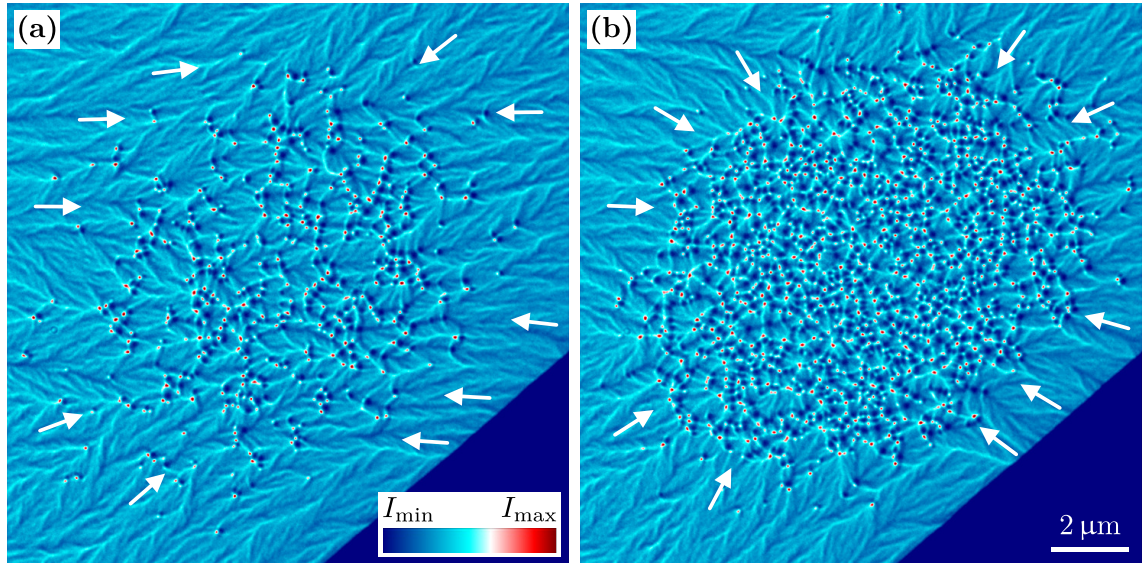


Abbildung 6.10.: Alterungseffekt bei Vortex-Antivortex-Netzwerken. (a) zeigt ein beispielhaftes Startnetzwerk mit $N(Z = 1) = 616$ Vortices aus der Messreihe für $F_{\text{Anni}} = 11,4\text{mJ/cm}^2$ (siehe Abb. 6.9). In (b) ist dies analog für $F_{\text{Anni}} = 12,1\text{mJ/cm}^2$ mit $N(Z = 1) = 1630$ Vortices gegeben. Beide Netzwerke haben sich nach Pulsen mit der gleichen Anregungsfluenz von $F = 12,6\text{mJ/cm}^2$ entwickelt. Die weißen Pfeile markieren die Richtungen der Riffelstrukturen im Außenbereich der Netzwerke.

Dabei ist in Abb. 6.10(a) ein Netzwerk aus der Messreihe für $F_{\text{Anni}} = 11,4\text{mJ/cm}^2$ und in Abb. 6.10(b) eines für $F_{\text{Anni}} = 12,1\text{mJ/cm}^2$ gezeigt. Hieraus wird klar,

dass die Fläche des Netzwerks in beiden Messreihen ungefähr konstant blieb und die höhere Anzahl der Vortices in der letzten Messreihe auf eine deutlich höhere Netzwerkdichte zurückgeführt werden kann. Fluktuationen der Laserleistung können ausgeschlossen werden, da die Fläche quadratisch zur Fluenz steigt, wie in Abb. 6.5(b) gezeigt ist, die Ausdehnung des Netzwerks nach dem Anregungspuls bei allen Messungen jedoch relativ konstant blieb. Diese Unregelmäßigkeiten können folgendermaßen interpretiert werden: Für die Fluenzen von $F_{\text{Anni}} = 11,0 \text{ mJ/cm}^2$ und $F_{\text{Anni}} = 11,2 \text{ mJ/cm}^2$ annihiliert das Netzwerk nahezu vollständig, wobei jeweils 15 Messdurchgänge durchgeführt und die Probe somit mit einer großen Anzahl von 435 Annihilationspulsen pro Fluenz unterhalb der Schwellenwertfluenz angeregt wurde. Der Rückgang von $N(Z = 1)$ könnte dadurch bewirkt werden, dass sich die Kristallite ab einer bestimmten Anzahl von thermischen Anregungen strukturell verändern und dadurch die Riffeltextur in Summe in ein kleineres energetisches Minimum fallen kann. Dies würde nach dem Anregungspuls zu einer leicht erhöhten Mobilität der Defekte führen, sodass mehr Vortex-Antivortex-Paare annihilieren, bevor die Phasenübergangstemperatur erreicht wird. Hierbei sei angemerkt, dass sich das Eisen im thermischen Modell (vgl. Abschn. 4.2) bereits für eine Fluenz von $F = 11 \text{ mJ/cm}^2$ nach jedem Puls auf eine Peak-Temperatur von $T_{\text{Fe}}^{\text{max}} = 1048 \text{ K}$ aufheizt und welche sich für $F = 12 \text{ mJ/cm}^2$ nur um 5% erhöht. Der Anstieg von N bei darauffolgenden Messungen mit größeren Annihilationsfluenzen F_{Anni} könnte mit dem gleichen Effekt begründet werden. Da bei $F_{\text{Anni}} \geq 11,4 \text{ mJ/cm}^2$ nach jedem Puls immer neue Netzwerke induziert werden, riefte diese Art Alterungseffekt als Resultat eine Anpassung der Kristallite an die Defektnetzwerke hervor. So könnten mehr Defekte lokale Minima finden, was eine Verminderung der Mobilität und eine Erhöhung der Defektdichte zur Folge hat. Dies lässt sich auch in Abb. 6.10 feststellen. Hier werden mit weißen Pfeilen die Vorzugsrichtungen der unterschiedliche Verzweigungen der Riffeltextur im Randbereich der Netzwerke markiert. Diese unterscheiden sich signifikant für die unterschiedlichen Messreihen. Während in Abb. 6.10(a) noch verhältnismäßig zufällige Orientierungen auftreten, zeigen in Abb. 6.10(b) alle Pfeile in die Mitte des Laserspots. Das ist ein deutliches Indiz für die Strukturänderung. Dieser Effekt kann nicht allein über eine neu aufgeprägte magnetische Textur erklärt werden, da sich die Texturen vor allem im Randbereich an den Kristalliten orientieren. Aus dem Grund ordnen sich die Texturen nach einem Annihilationsvorgang – wie im markierten Oval in Abb. A.2 gezeigt – nicht zufällig an, sondern kehren teilweise unverändert wieder.

7. Zusammenfassung der Ergebnisse und Ausblick

Diese Arbeit behandelt die Erzeugung und Manipulation von magnetischen Defekten in ultradünnen Schichten über Lasereinzelpulsanregung im Femtosekundenbereich. Im Experiment konnten erstmals magnetische Defektnetzwerke beobachtet werden, welche auf diese Weise induziert wurden. Um die postulierten Mechanismen dafür zu untermauern, werden in Kap. 4 bestimmte physikalische Modelle herangezogen. Das thermische Modell, welches den zeitabhängigen Temperaturverlauf einer Fe-Si₃N₄-Doppelschicht nach Einzelpulsanregung mittels Laser simuliert, ergibt eine zum Aufheizen auf die Curie-Temperatur der Eisenschicht erforderliche Schwellenwertfluenz von $F_{\text{Schwelle}}^{\text{Sim}} = 11 \text{ mJ/cm}^2$. Diese wird im Experiment erreicht, womit der Vorgang in Konsistenz mit dem Kibble-Zurek-Mechanismus (KZM) ist, weil der Übergang von der para- in die ferromagnetische Phase wie gefordert ein Übergang zweiter Ordnung ist. Zudem sagt die Simulation eine – durch die Probengeometrie bedingte – extrem hohe Abkühlrate in der Größenordnung von 10^{12} K/s am Phasenübergangspunkt mit einem exponentiellen Verlauf voraus. In den vorgestellten XY-Modell-Simulationen wurde ein vergleichbarer exponentieller Abkühlvorgang angewandt. Hierbei durchquert das System den Berezinskii-Kosterlitz-Thouless-Phasenübergang, welcher nach Ehrenfest-Klassifikation zwar kein Phasenübergang zweiter Ordnung ist, aber ähnlich zum KZM ein Ausfrieren von Defekten bewirkt. Diese manifestierten sich in der Tieftemperaturphase der Simulationen als Vortex-Antivortex-Netzwerke. In den radialen Paarverteilungsfunktionen $g_{V,V}$, $g_{AV,AV}$ für gleichartige Defekte zeigen sich bis auf ein aus energetischen Gründen ausgeschlossener Bereich für kleine Abstände keine Korrelationen, während sich für die Vortex-Antivortex-Verteilung $g_{V,AV}$ in diesem Bereich ein ausgeprägter Peak herausbildet, da Vortex-Antivortex-Paare eine attraktive Wechselwirkung erfahren und zur Annihilation tendieren. Alle Paarverteilungen weisen keine langreichweitige Ordnung auf. Fernerhin folgt der Verlauf der ausgefrorenen Vortextichte ρ_c in Abhängigkeit der maximalen Anregungstemperatur T_r^{max} einer ausgeschmierten Stufenfunktion mit einem Grenzwert von $17,87 \pm 0,07$ Vortices pro Spingitter der Dimensionen von 100×100 Pixel.

In Kap. 5 bzw. 6 werden die Messungen an den CoFeB- bzw. Fe-Proben ausgewertet. Die CoFeB-Filme wurden unbehandelt als auch nach Präparation mittels Ionenfeinstrahltechnik zu unterschiedlichen Loch- und Inselstrukturen optisch angeregt. Dies ergab, dass sich in den unbehandelten Filmen Defektt Texturen in Form von normalen Domänenwänden und Stachelwänden induzieren lassen. Außerdem konnten beispielsweise die im Inneren der runden Inselstrukturen durch die Formanisotropie aufgezwungenen Vortices nach Laseranregung in ihrer Rotationsrichtung manipuliert werden. Zudem trat ein Vortex-Antivortex-Netzwerk nach optischer Anregung im bearbeiteten Bereich neben den CoFeB-Strukturen auf, in welcher der magnetische Film nicht komplett abgetragen worden war. Während die Defektabstände bzw. ausgefrorenen Korrelationslängen ξ_c in der unbehandelten Schicht im Bereich von einigen Mikrometern liegen, lässt sich im mittels Ionenfeinstrahltechnik abgetragenen Gebiet eine Größenordnung von 100 nm abschätzen. Hierzu vergleichbar konnten in den Eisenschichten ebenfalls metastabile Vortex-Antivortex-Netzwerke hervorgerufen werden, deren mittlere Defektabstände sich im 100 nm-Bereich bewegen. Des Weiteren ergibt sich eine scharfe Fluenzschwelle von $F_{\text{Schwelle}} = 11,5 \text{ mJ/cm}^2$, ab dieser sich Defektnetzwerke ausbilden. Mit steigender Fluenz erhöht sich die Anzahl der Defekte linear. Die Schwelle stimmt dabei gut mit derer aus der Simulation des Temperaturmodells für das Überschreiten der Curie-Temperatur von $F_{\text{Schwelle}}^{\text{Sim}} = 11,0 \text{ mJ/cm}^2$ überein. Analog zum XY-Modell erreicht die Dichte der Vortices ρ_c in den Netzwerken ab einer Fluenz von $F \approx 12,2 \text{ mJ/cm}^2$ einen Grenzwert von $\rho_c^{\text{max}} \approx 17 \text{ Vortices}/\mu\text{m}^2$. Überdies resultieren zum XY-Modell ähnliche Paarverteilungsfunktionen g ohne langreichweitige Korrelationen. Hierbei zeigen sich ausgeprägte Maxima für die Vortex-Antivortex-Verteilung $g_{V,AV}$ in einem Abstand von $d \approx 100 \text{ nm}$, für gegenseitig rotierende Vortices g_{V,V^*} bei $d \approx 180 \text{ nm}$ und eine schwach ausgeprägte Antivortex-Antivortex-Korrelation $g_{AV,AV}$ bei $d \approx 180 \text{ nm}$. Die Unterschiede zur Simulation lassen sich dabei auf die polykristalline Struktur des Eisens und auf die in realen Filmen zusätzlich auftretenden magnetischen Wechselwirkungen zurückführen. Vortex-Antivortex-Netzwerke können zudem mit Pulsen niedrigerer Fluenz als den Schwellenwert über Kriechprozesse wieder annihiliert werden. Aufgrund dieser Tatsache und der nicht langreichweitige Ordnung ist das Verhalten der Netzwerke vergleichbar mit Gläsern oder Flüssigkeiten.

Insgesamt zeigen die Daten, dass sich magnetische Defektt Texturen in verschiedenen Materialien induzieren lassen. Grund hierfür ist die Probengeometrie, welche nach der Laserpulsanregung – im Einklang mit den thermischen Simulationen – einerseits zu einem Erhitzen oberhalb der Curie-Temperatur und andererseits zu einer sehr hohen Abkühlrate führt. Demnach stellt der KZM ein adäquates Erklä-

rungsmodell dar, weil er nach einem hinreichend schnellen Abkühlvorgang durch einen Phasenübergang zweiter Ordnung ein Ausfrieren von Domänen gebrochener Symmetrie vorhersagt. Die Differenz in den ausgefrorenen Korrelationslängen ξ_c des unbehandelten CoFeB- und des Fe-Films kann auf die unterschiedlichen Materialeigenschaften zurückgeführt werden. Infolge der kleineren Anisotropieenergien im CoFeB weisen die Defekte eine höhere Mobilität auf, wodurch sich die Defektdichte ρ_c im Vergleich zum Fe um über eine Größenordnung verringert.

Das Auftreten derartiger metastabiler magnetischer Defekttexturen bietet viele Ansätze für weiterführende Forschungen. In Anlehnung an diese Arbeit könnten z. B. umfangreichere Temperatursimulationen für den Membranrandbereich durchgeführt werden, um die auftretenden Randeffekte genauer nachvollziehen zu können. In diesem Zusammenhang bietet beispielsweise die *Magnetic Force Microscopy* eine Möglichkeit die Probe nach Laseranregung auch außerhalb der Membran auf die in Abschn. 6.5 postulierten Defekttexturen zu untersuchen. Zudem wäre eine Ausweitung des einfachen XY-Modells zu einer zeitabhängigen mikromagnetischen Simulation in 3D von Interesse, um das System beim Übergang von der 3D-para- in die 2D-ferromagnetische Phase besser zu beschreiben. Ferner wäre wissenswert wie sich andere Materialsysteme mit ähnlicher Probengeometrie verhalten. So legt der Schluss nahe, dass über den KZM in bestimmten Proben mit senkrechter magnetischer Anisotropie nach optischer Anregung aufgrund ihrer Topologie Skyrmionen induziert werden könnten. Da bei den Experimenten dieser Arbeit linear polarisierte Laserpulse verwendet wurden, wären auch die Auswirkungen von links- oder rechts-zirkular polarisiertem Licht auf die Probe lehrreich. Kann der Drehsinn der durch die Formanisotropie verursachten Vortices in den Mikrostrukturen auf diese Weise deterministisch gesteuert werden? Diese Fragestellung führt direkt zu dem sehr ähnlichen Bereich der Physik des *All Optical Switching*, wo die Magnetisierung von dünnen Schichten mit senkrechter magnetischer Anisotropie mittels Laserlicht vergleichbarer Anregungsfluenzen abhängig von seiner Polarisation opto-magnetisch geschaltet wird [SHK⁺07, LMV⁺14]. Die in dieser Arbeit beschriebenen Nichtgleichgewichtszustände und Wirkmechanismen könnten in diesem Bereich – aber auch generell – eine wichtige Rolle bei der Manipulation von magnetischen Texturen durch energiereiche Lichtpulse spielen.

A. Anhang

A.1. Skripte für Rekonstruktion

Die folgenden Matlab-Skripte wurden für die Rekonstruktion der Magnetisierung verwendet. Es werden hier die Hauptfunktion `reconstruction.m`, die ihrerseits in Zeile 22 wiederum auf die Nebenfunktion `detrend2D.m` zugreift, erläutert.

A.1.1. Rekonstruktion der Magnetisierung

Die Funktion `reconstruction.m` rekonstruiert anhand eines Intensitätsbildes im Lorentz-Modus die Magnetisierungsvektoren und die Elektronenphase. Dafür benötigt sie als Eingangsparameter eine 2D-Matrix mit skalaren Werten der Intensität `intensities`, die skalare Regularisationskonstante `dq` in μm^{-1} und die skalare Bildauflösung `resolution` in $\text{Pixel}/\mu\text{m}$. Die Ausgabe liefert eine entsprechende 2D-Matrix mit komplexen Richtungsvektoren der Magnetisierung `complexDomains` und eine skalare 2D-Matrix der Phase `phi`.

```
1 function [complexDomains, phi] = reconstruction(intensities, dq, resolution)
2     %% Berechne Matrix von q-Vektoren im k-Raum %%
3     [sizeY, sizeX] = size(intensities); % Anzahl Pixel in x/y-Richtung
4     Lx = sizeX/resolution*1e-6; % Breite des Bildes in m
5     Ly = sizeY/resolution*1e-6; % Höhe des Bildes in m
6     dqx = 2*pi/Lx; % minimales q im k-Raum in x-Richtung in m^{-1}
7     dqy = 2*pi/Ly; % minimales q im k-Raum in y-Richtung in m^{-1}
8     intensities = intensities - mean2(intensities); % Abziehen vom
9         mittleren In-Fokus-Grauwert I_0. mean2(): Mittelwert von allen
10        Matrixelementen
11    intensities = [intensities, fliplr(intensities); flipud(intensities),
12        flipud(fliplr(intensities))]; % Symmetrisierung
13    [Ny, Nx] = size(intensities); % Anzahl Pixel in x/y-direction nach
14        Symmetrisierung
15    qx = [0:Nx/2-1, -Nx/2:-1]*dqx; % Um Pi verschobener q-Spaltenvektor in
16        x-Richtung
17    qy = [0:Ny/2-1, -Ny/2:-1]*dqy; % Um Pi verschobener q-Spaltenvektor in
18        y-Richtung
19    [qx, qy] = meshgrid(qx, qy); % Erstelle finale M*N-Matrix von q-
20        Vektoren mit q_{m,n} = (q_{x_{m,n}}, q_{y_{m,n}}). [X, Y] =
21        meshgrid(x, y): 2D-Koordinatengitter mit 2D-X- und 2D-Y-Matrix
22
23    %% Berechne 1/(|q|^2 + |dq|^2) %%
```

```

16 dq = dq*1e6; % Konvertiere |dq| in m^{-1}
17 qsquare = ones(size(qx, 1), size(qx, 2))./(qx.^2+qy.^2 + dq^2); %
    Berechne qsquare = 1/(|q|^2 + |dq|^2)
18
19 %%% Berechne phi %%%
20 phi = ifft2(fft2(intensities).*qsquare); % Berechne phi. ifft2():
    inverse FFT in 2D, fft2(): FFT in 2D
21 phi = phi(1:Ny/2, 1:Nx/2); % Nehme nur ersten Quadranten der Matrix
    wegen Symmetrisierung
22 phi = detrend2D(phi); % Entferne Offset-Ebene
23
24 %%% Berechne Magnetisierungsmatrix %%%
25 Bx = phi(2:end, :) - phi(1:end-1, :); % Berechne B_x aus phi_y. B_{x,i}
    j = -phi_{y, i+1} + phi_{y, i}
26 Bx(Ny/2, :) = Bx(end, :); % Setze letzte Magnetisierungsreihe
27 By = -phi(:, 2:end) + phi(:, 1:end-1); % Berechne B_y aus phi_x. B_{y,
    i} = phi_{x, i+1} - phi_{x, i}
28 By(:, Nx/2) = By(:, end); % Setze letzte Magnetisierungsspalte
29 Bx = Bx - mean2(Bx); % Entferne konstanten Offset von B_x
30 By = By - mean2(By); % Entferne konstanten Offset von B_y
31 complexDomains(:, :) = Bx + 1i*By; % Berechne finale komplexe
    Magnetisierungsmatrix
32 end

```

A.1.2. Entfernen des Offsets

Die Funktion `detrend2D.m` ist dafür zuständig eine Offset-Ebene, die beliebig geneigt ist, von der skalaren 2D-Eingangsmatrix `matrix` zu subtrahieren. Der Ausgangsparameter ist die bereinigte 2D-Matrix `detrendedMatrix`.

```

1 function [detrendedMatrix] = detrend2D(matrix)
2     [sizeY, sizeX] = size(matrix); % Anzahl Pixel in x/y-Richtung
3     [x, y] = meshgrid(1:sizeX, 1:sizeY); % Initialisiere 2D-
    Koordinatengitter
4     xVector = x(:); % Konvertiere 2D-x zu 1D-Spaltenvektor
5     yVector = y(:); % Konvertiere 2D-y zu 1D-Spaltenvektor
6     cVector = ones(size(xVector)); % Generiere 1D-Spaltenvektor mit Einsen
7     matrixVector = matrix(:); % Konvertiere 2D-Matrix zu 1D-Spaltenvektor
8     coeff = [xVector yVector cVector]\matrixVector; % Finde Koeffizienten
9     xCoeff = coeff(1); % x-Koeffizient
10    yCoeff = coeff(2); % y-Koeffizient
11    cCoeff = coeff(3); % Konstante
12    matrixPlane = xCoeff*x + yCoeff*y + cCoeff; % Berechne geneigte Ebene
13    detrendedMatrix = matrix - matrixPlane; % Bereinige Matrix von
    geneigter Ebene
14 end

```


A.2. Skripte für XY-Modell

In diesem Abschnitt werden die Skripte für die Simulationen des XY-Modells gezeigt. Es wird dabei auf die beiden wichtigsten Matlab-Funktionen `doMonteCarloStep.m` und `findTopologicalDefects.m` eingegangen. Außerdem werden die Python-Funktionen gezeigt, mit denen die Paarverteilungsfunktionen berechnet wurden.

A.2.1. Monte-Carlo-Schritt

Die Funktion `doMonteCarloStep.m` führt genau einen Monte-Carlo-Schritt für das XY-Modell aus. Sie erhält als Eingangsparameter die 2D-Matrix mit skalaren Werten der Spinwinkel `angles` aus dem Intervall $[0, 2\pi]$, die 2D-Matrix mit skalaren Werten der Energien des Spinkristalls `energies` aus dem Intervall $[-4J, 4J]$, die skalare reduzierte Temperatur `Tr` und die skalare Austauschkonstante `J`. Es wird ein zufälliger Spin ausgewählt und ein neuer zufällig generiert. Falls das Metropolis-Kriterium für den neuen Spin erfüllt wird, ersetzt dieser den alten in `angles` und die entsprechende dazugehörige Energie in `energies`. Letztere Matrizen werden schließlich ausgegeben, wobei bei Nichterfüllung des Kriteriums diese unverändert bleiben.

```

1 function [angles, energies] = doMonteCarloStep(angles, energies, Tr, J)
2     [sizeY, sizeX] = size(angles); % Anzahl Pixel in x/y-Richtung
3     x = randi(sizeX); % Zufälliger x-Index aus Matrix
4     y = randi(sizeY); % Zufälliger y-Index aus Matrix
5     oldSpin = angles(y, x); % Definiere zufälligen Spin
6     newSpin = rand()*2*pi; % Generiere zufälligen Spin
7     x2 = x + 1; % Teile index x2 zu
8     x0 = x - 1; % Teile index x0 zu
9     y2 = y + 1; % Teile index y2 zu
10    y0 = y - 1; % Teile index y0 zu
11    if x2 == sizeX + 1 % Periodische Bedingung x-Richtung (oberere Grenze)
12        x2 = 1;
13    end
14    if y2 == sizeY + 1 % Periodische Bedingung y-Richtung (oberere Grenze)
15        y2 = 1;
16    end
17    if x0 == 0 % Periodische Bedingung x-Richtung (untere Grenze)
18        x0 = sizeX;
19    end
20    if y0 == 0 % Periodische Bedingung y-Richtung (untere Grenze)
21        y0 = sizeY;
22    end
23    upperSpin = angles(y2, x); % Definiere oberen Spin
24    lowerSpin = angles(y0, x); % Definiere unteren Spin
25    rightSpin = angles(y, x2); % Definiere rechten Spin
26    leftSpin = angles(y, x0); % Definiere linken Spin
27    Eold = -J*(cos(rightSpin-oldSpin) + cos(upperSpin-oldSpin) + cos(
        leftSpin-oldSpin) + cos(lowerSpin-oldSpin)); % Berechne alte
        Austauschenergie
28    Enew = -J*(cos(rightSpin-newSpin) + cos(upperSpin-newSpin) + cos(

```

```

        leftSpin-newSpin) + cos(lowerSpin-newSpin)); % Berechne neue
        Austauschenergie
29     if exp(-(Enew - Eold)/(J*Tr)) > rand % Falls Metropolis-Kriterium erfüllt
        llt
30         angles(y, x) = newSpin; % Setze neuen Spin
31         energies(y, x) = Enew; % Setze neue Energie
32     end
33 end

```

A.2.2. Lokalisation der Vortex- und Antivortexkerne

Die Funktion `findTopologicalDefects.m` berechnet die Windungszahl w von jedem 2×2 -Feldes einer skalaren 2D-Eingangsmatrix mit Werten der Spinwinkel `angles` aus dem Intervall $[0, 2\pi]$. Die Booleschen Variablen `periodicBoundaries` bzw. `checkVortexRotation` bestimmen dabei, ob periodische Randbedingungen beachtet bzw. Vortices verschiedener Rotationsrichtungen unterschieden werden sollen. Die Ausgabe ist eine gleich große 2D-Matrix `defects`, die Windungszahlen aus der Menge $\{-1, 0, 1\}$ oder bei `checkVortexRotation=true` aus $\{-1, 0, 1, 2\}$ enthält. Die Indizes der Werte korrespondieren zum Ort des Defektkerns der Vortices ($w = 1$ beide Rotationsrichtungen oder rechtsdrehend und $w = 2$ linksdrehend) und der Antivortices ($w = -1$) im Spinkristall.

```

1 function [defects] = findTopologicalDefects(angles, periodicBoundaries,
        checkVortexRotation)
2     [sizeY, sizeX] = size(angles); % Anzahl Pixel in x/y-Richtung
3     defects = zeros(sizeX, sizeY); % Initialisiere Defektmatrix selber Größe
        % e
4     k = 1; % Ohne periodische Randbedingungen
5     if periodicBoundaries
6         k = 0; % Mit periodische Randbedingungen
7     end
8     for i = 1:sizeX - k % Schleife für x-Indizes
9         for j = 1:sizeY - k % Schleife für y-Indizes
10            i2 = i + 1; % Teile Index i2 zu
11            j2 = j + 1; % Teile Index j2 zu
12            if i2 > sizeX % Periodische Randbedingung x-Richtung
13                i2 = 1;
14            end
15            if j2 > sizeY % Periodische Randbedingung y-Richtung
16                j2 = 1;
17            end
18            neighbors = [ ... % 2*2-Spinmatrix des
                Integrationspfads
                angles(j, i) angles(j, i2); ...
                angles(j2, i) angles(j2, i2) ...
19            ];
20            angleDifference = [ ... % Berechne paarweise die
                Winkeldifferenz gegen den Uhrzeigersinn des 2*2-
                Pfades
21            ];
22            defects(i, j) = angleDifference(2,1) - angleDifference(1,1); ...
23

```

```

24         neighbors(2,2) - neighbors(2,1); ...
25         neighbors(1,2) - neighbors(2,2); ...
26         neighbors(1,1) - neighbors(1,2) ...
27     ];
28     angleDifference(angleDifference > pi) =
        angleDifference(angleDifference > pi) - 2*pi; %
        Mache maximale positive Winkeldifferenz periodisch
29     angleDifference(angleDifference < -pi) =
        angleDifference(angleDifference < -pi) + 2*pi; %
        Mache maximale negative Winkeldifferenz periodisch
30     w = sum(angleDifference)/2/pi; % Berechne Windungszahl
        des 2*2-Pfades
31     if w >= 0.999 % Falls w ergibt Vortex
32         wVortex = 1;
33         if checkVortexRotation && neighbors(1,1) > pi
            - pi/4 && neighbors(1,1) <= 3*pi/2 + pi/4
                % Kriterium für linksdrehende Vortices,
                falls Drehrichtung beachtet werden soll
34             wVortex = 2; % Setze arbiträre
                Windungszahl für Differenzierung
35         end
36         defects(j, i) = wVortex; % Setze Windungszahl
37     elseif w <= -0.999 % Falls w ergibt Antivortex
38         defects(j, i) = -1; % Setze Windungszahl -1
39     else % ansonsten
40         defects(j, i) = 0; % kein Defekt
41     end
42     end
43     end
44 end

```

A.3. Skript für Lokalisation von rechtsdrehenden Vortices

Um über die hellen Bereiche der Intensitätsverteilung die rechtsdrehenden Vortices zu lokalisieren, wird die Matlab-Funktion `findBrightDefects.m` herangezogen. Sie benötigt als Eingangsparameter die skalare 2D-Intensitätsmatrix `intensity` im Lorentz-Modus und die skalare Schwellenwerthelligkeit `thresholdBrightness`. Es werden alle hellen Bereiche oberhalb dieser Schwelle zu einem Punkt mit dem Wert 1 zusammengeschrumpft. Der Ausgabeparameter ist dann eine 2D-Matrix `brightDefects`, wo sich die Orte der rechtsdrehenden Vortexkerne bei den Einträgen mit dem Wert 1 befinden. Alle übrigen Einträge werden auf 0 gesetzt.

```

1 function [brightDefects] = findBrightDefects(intensity, thresholdBrightness)
2     brightDefects = intensity > thresholdBrightness; % Setze alle Pixel
        oberhalb der Schwellenwerthelligkeit zu 1 und darunter zu 0
3     brightDefects = bwmorph(brightDefects, 'clean', Inf); % Entferne
        freistehende Hotpixel

```

```

4     brightDefects = bwmorph(brightDefects, 'shrink', Inf); % Schrumpfe
      gefundene Vortexbereiche zu einem Punkt
5     brightDefects = bwmorph(brightDefects, 'close', Inf); % SchlieÙe
      etwaige geschlossene Pfade von Einsen
6     brightDefects = bwmorph(brightDefects, 'shrink', Inf); % Schrumpfe
      gefundene Vortexbereiche wieder zu einem Punkt
7 end

```

A.4. Skripte für Paarverteilungsfunktion

Hier werden die drei wesentlichen Python-Funktionen `calcDistances` für die Berechnung der Defektabstände, `calcPixelDistr` für die Ermittlung der Pixelverteilung und `calcPairDistr` für die Bestimmung der Paarverteilungsfunktion vorgestellt, welche für das XY-Modell als auch für die Messdaten verwendet wurden. `np` bezeichnet im Folgenden die Python-Bibliothek NumPy.

A.4.1. Berechnung der Defektabstände

Zunächst wird die Matrix `defects` (Ausgabe von `findTopologicalDefects.m` in Anh. A.2.2) herangezogen und die Matrixindizes der Defekte herausgesucht. Hiermit lassen sich über die Funktion `calcDistances` die Abstände von zwei gleichen oder zwei verschiedenen Defekttypen berechnen. Sie benötigt dafür die 2D-Arrays `defectIndices1` und `defectIndices2`, wobei der erste Index die x- bzw. y-Richtung zuteilt und der zweite die Matrixindizes aus der Menge $\{0, \dots, N\}$ beinhaltet. N ist hierbei die Größe des $N \times N$ großen XY-Modells / rekonstruierten Magnetisierung. Die Ausgabe liefert ein 1D-Array von Abständen `distances` im Intervall von $(0, N - 1]$.

```

1 def calcDistances(defectIndices1, defectIndices2, N):
2     c = N/2-1 # Zentrum der N*N-Matrix
3     distances = [] # Initialisiere Array
4     for i in range(0, len(defectIndices1[0])): # Schleife über alle
      Defektindizes 1
5         shiftX = c - defectIndices1[0][i] # Abstand Referenzdefekt vom
      Zentrum in x-Richtung
6         shiftY = c - defectIndices1[1][i] # Abstand Referenzdefekt vom
      Zentrum in y-Richtung
7         for j in range(0, len(defectIndices2[0])): # Schleife über
      alle Defektindizes 2
8             x = defectIndices2[0][j] + shiftX # Verschiebe
      Vergleichsdefekt in x-Richtung
9             y = defectIndices2[1][j] + shiftY # Verschiebe
      Vergleichsdefekt in y-Richtung
10            if x > N - 1: # Periodische Bedingung x (obere Grenze)
11                x -= N
12            elif x < 0: # Periodische Bedingung x (untere Grenze)
13                x += N
14            if y > N - 1: # Periodische Bedingung y (obere Grenze)

```

```

15         y -= N
16     elif y < 0: # Periodische Bedingung y (untere Grenze)
17         y += N
18     r = np.sqrt((x - c)**2 + (y - c)**2) # Abstand beider
        Defekte
19     if r > 0 and r <= c: # Füge den Wert nur hinzu, falls
        größer Null und Abstand ist in einem Kreis mit
        Radius N/2-1
20         distances.append(r)
21     return distances

```

A.4.2. Berechnung der Pixelverteilung

Über die Funktion `calcPixelDistr` wird die radiale Pixelverteilung berechnet, die angibt wie viele Pixel in dem jeweiligen Kreisring mit der Breite der Bins liegen. Sie benötigt als Eingangsparameter ein skalares 1D-Array `bins`, welches eine Reihe von Zahlen ist, wobei die Abstände zueinander die Bin-Breite des Histogramms ergeben. Für eine Bin-Breite von 2 Pixel resultiert beispielsweise die Menge `bins = {0,2,4,...,N/2 - 2}`. Dabei stellt $N \times N$ die Dimensionen des Spingitters dar. Als Ausgabe erfolgt ein 1D-Array der dazugehörigen Pixelverteilung `pixelDistr`.

```

1 def calcPixelDistr(bins):
2     pixelDistr = np.zeros(len(bins)-1).astype(int) # Initialisiere integer
        Null-Array für jeden Histogramm-Bin der Pixelverteilung
3     R = int(np.round(max(bins))) # Bestimmung des maximalen Radius der zu
        berechnenden Pixelverteilung
4     binsWidth = bins[1] - bins[0] # Berechnung der Bin-Breite
5     for i in range(0, len(bins)-1): # Schleife über alle Bins
6         for j in range(-R, R): # Schleife über Pixel in +/- x-Richtung
7             for k in range(-R, R): # Schleife über Pixel in +/- y-
                Richtung
8                 r = np.sqrt(j**2 + k**2) # Abstand eines jeden
                    Pixels zum Ursprung
9                 if r >= i*binsWidth and r < (i+1)*binsWidth: #
                    Kriterium, ob Pixel in jeweiligem
                    Kreisring der Bin-Breite liegt
10                    pixelDistr[i] += 1 # Falls erfüllt,
                        summiere jeweiligen Bin um 1 auf
11     return pixelDistr

```

A.4.3. Berechnung der Paarverteilungsfunktion

Zur Bestimmung der Paarverteilungsfunktion wird die Funktion `calcPairDistr` herangezogen. Diese benutzt das in Anh. A.4.1 berechnete Array der Abstände `distances` der jeweiligen Defektarten. Weiter hat das 1D-Array der Bins die Form `bins = {0,1,2,...,N/2 - 1}` (für eine Bin-Breite von 1 Pixel). Der skalare Eingangsparameter `totalDefects` ist dabei die Anzahl der gezählten jeweiligen Defekte in

der $N \times N$ -defects-Matrix. Der letzte Eingabeparameter ist die mittels der Funktion `calcPixelDistr` in Anh. A.4.2 bestimmte Pixelverteilung zu den jeweiligen bins. Nach der Berechnung wird das zu bins gehörige 1D-Array der Paarverteilungsfunktion `pairDistr` ausgegeben.

```
1 def calcPairDistr(distances, bins, totalDefects, N, pixelDistr):
2     pairDistr = np.zeros(len(bins)) # Initialisiere Null-Array für jeden
3     Histogramm-Bin der Paarverteilung
4     rho = totalDefects/N**2 # Berechnung der Defektdichte
5     for i in range(0, len(bins)-1): # Schleife über alle Bins
6         k = 0 # Zähler für jeweilige Bins
7         for j in range(0, len(distances)): # Schleife über alle Abstände
8             if distances[j] >= bins[i] and distances[j] < bins[i
9             +1]: # Kriterium, ob Abstand in jeweiligem Bin
10                k += 1 # Wenn erfüllt, summiere 1 auf
11                pairDistr[i] = k/totalDefects/pixelDistr[i]/rho #
12                Resultat des jeweiligen Bins
13     return pairDistr
```

A.5. Lorentz-Aufnahmen

Hier werden weiterführende mittels Lorentz-Mikroskopie erstellte Aufnahmen gezeigt. Abb. A.1 veranschaulicht, wie sich die Größe des Netzwerks bei unterschiedlichen Fluenzen verhält. Weiter ist in Abb. A.2 ein Annihilationsvorgang nach bestimmten Einzelpulsen dargestellt.

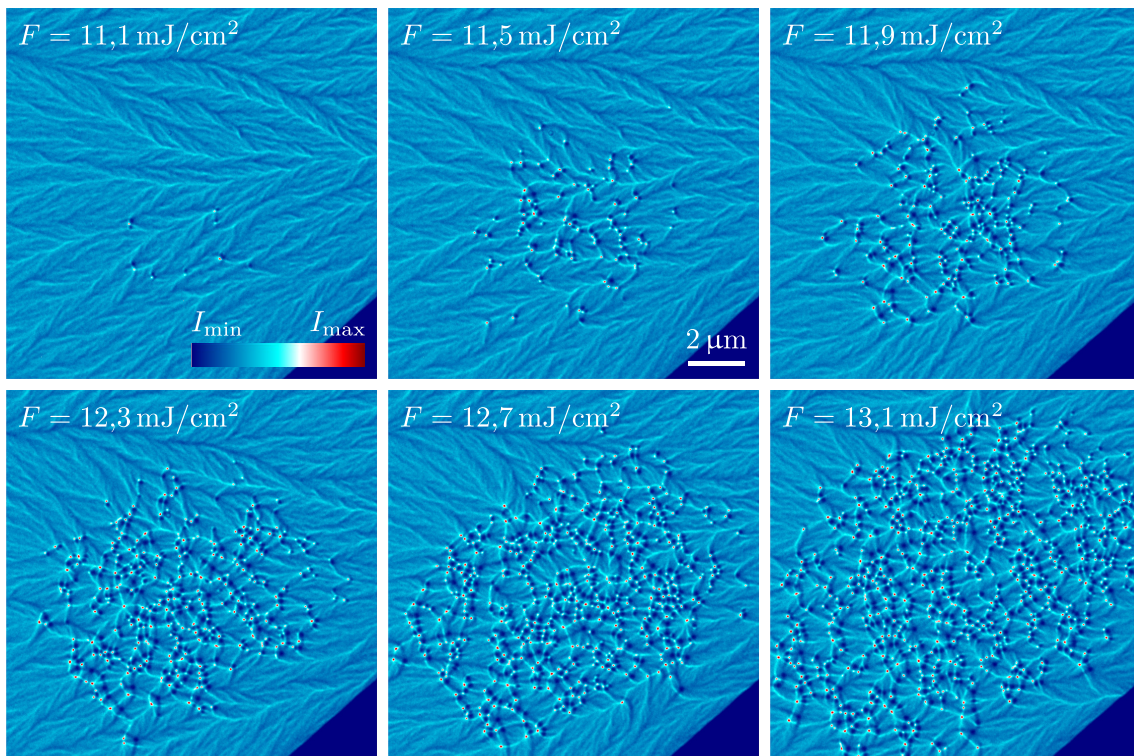


Abbildung A.1.: Lorentz-Aufnahmen nach Beschuss mit fs-Einzelpulsen für unterschiedliche Fluenzen F . Zwischen den Bildern wurden etwaige Vortex-Antivortex-Netzwerk auf die in Abb. A.2 gezeigte Weise annihiliert. Die verwendete Intensitätsskala wurde hierbei auf den 600×600 Pixel Kernbereich vom Bild mit $F = 13,1 \text{ mJ/cm}^2$ normiert.

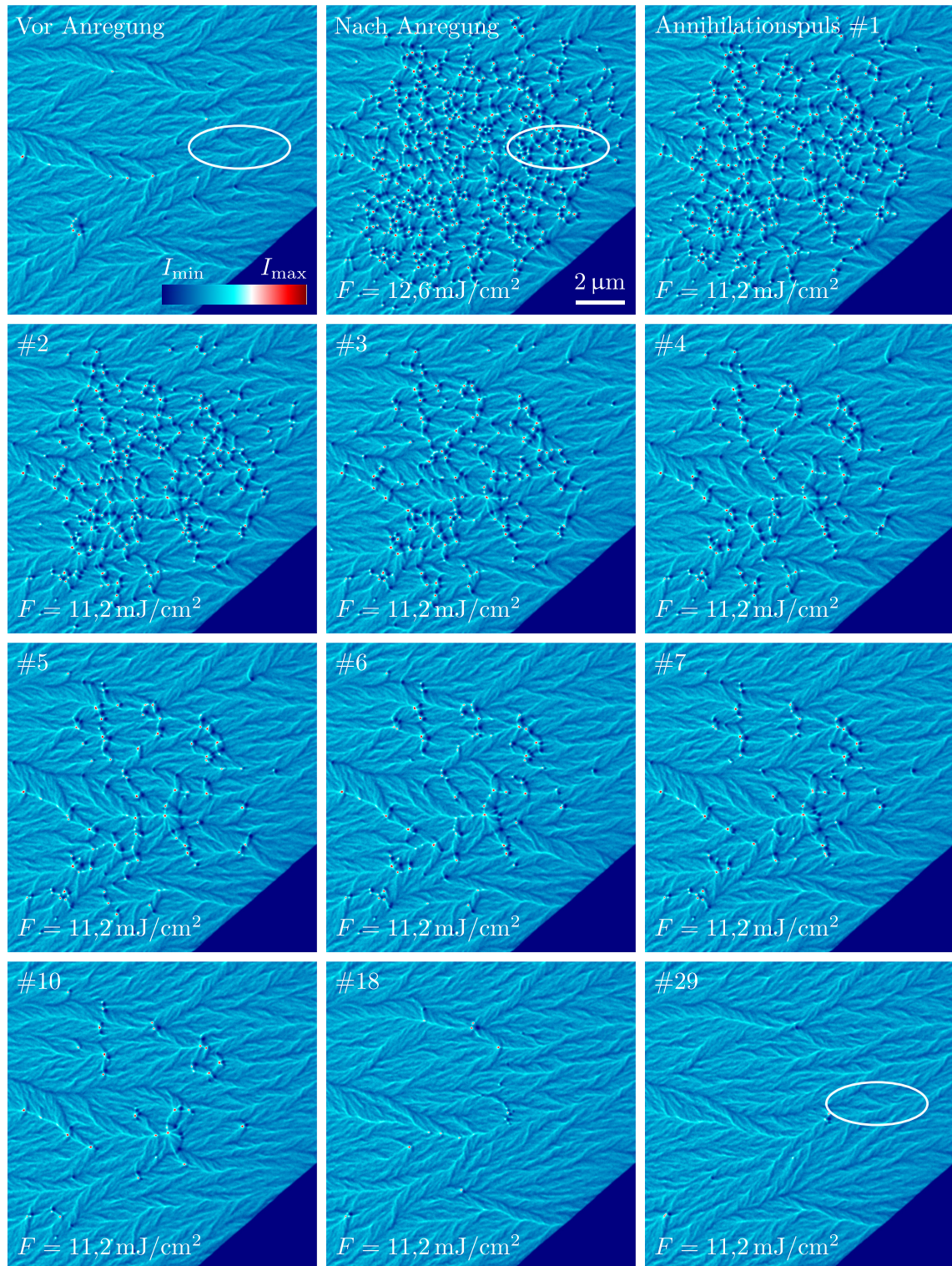


Abbildung A.2.: Lorentz-Bilder vom Annihilationsvorgang eines Defektnetzwerks. Hierbei zeigt das Bild vor Anregung den Zustand unmittelbar vor dem Einzelpulsbeschuss mit einer Fluenz von $F = 12,6 \text{ mJ/cm}^2$. Die nachfolgenden Annihilationspulse ($F = 11,2 \text{ mJ/cm}^2$) sind mit Nummern gekennzeichnet. Um die Intensitätsskala zu normieren, wurde der 600×600 Pixel Kernbereich des Bildes nach Anregungspuls verwendet. Das Oval zeigt einen Bereich, der nahezu vollständig in seinen Ausgangszustand zurückversetzt wird.

Literaturverzeichnis

- [AS83] ASPNES, D. E. ; STUDNA, A. A.: Dielectric functions and optical parameters of Si, Ge, GaP, GaAs, GaSb, InP, InAs, and InSb from 1.5 to 6.0 eV. In: Phys. Rev. B 27 (1983), 985–1009. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.27.985>
- [BBF⁺96] BAUERLE, C. ; BUNKOV, Y. M. ; FISHER, S. N. ; GODFRIN, H. ; PICKETT, G. R.: Laboratory simulation of cosmic string formation in the early Universe using superfluid ³He. In: Nature 382 (1996), Nr. 6589, 332–334. <http://dx.doi.org/10.1038/382332a0>
- [BDFN92] BINNEY, J. J. ; DOWRICK, N. J. ; FISHER, A. J. ; NEWMAN, M. E. J.: The Theory of Critical Phenomena: An Introduction to the Renormalization Group. 1. Clarendon Press, 1992
- [Ber71] BEREZINSKII, V. L.: Destruction of long-range order in one-dimensional and two-dimensional systems having a continuous symmetry group I. classical systems. In: Sov. Phys. JETP 32 (1971), Nr. 3, 2–9. <http://dx.doi.org/10.1051/jp3:1993206>
- [BHS01] BERTHIER, L. ; HOLDSWORTH, P. C. W. ; SELITTO, M.: Nonequilibrium critical dynamics of the two-dimensional XY model. In: J. Phys. A: Math. Gen. 34 (2001), Nr. 9, 1805–1824. <http://dx.doi.org/10.1088/0305-4470/34/9/301>
- [Blu01] BLUNDELL, S.: Magnetism in Condensed Matter. 1. Oxford University Press, 2001
- [BMS⁺15] BUTTNER, F. ; MOUTAFIS, C. ; SCHNEIDER, M. ; KRUGER, B. ; GUNTHER, C. M. ; GEILHUF, J. ; SCHMISING, C. v. K. ; MOHANTY, J. ; PFAU, B. ; SCHAFFERT, S. ; BISIG, A. ; FOERSTER, M. ; SCHULZ, T. ; VAZ, C. A. F. ; FRANKEN, J. H. ; SWAGTEN, H. J. M. ; KLAUI, M. ; EISEBITT, S.: Dynamics and inertia of skyrmionic spin structures. In: Nat. Phys. 11 (2015), Nr. 3, 225–228. <http://dx.doi.org/10.1038/nphys3234>
- [Bor15] BORMANN, R.: Development and characterization of an electron gun for ultrafast electron microscopy, Georg-August-Universität Göttingen, Diss., 2015. <https://ediss.uni-goettingen.de/handle/11858/00-1735-0000-0028-867D-4>
- [Bra12] BRAUN, H.-B.: Topological effects in nanomagnetism: from superparamagnetism to chiral quantum solitons. In: Adv. Phys. 61 (2012), S. 1–116. <http://dx.doi.org/10.1080/00018732.2012.663070>

- [BSW12] BAUER, G. E. W. ; SAITOH, E. ; WEES, B. J.: Spin caloritronics. In: Nat. Mater. 11 (2012), Nr. 5, 391–399. <http://dx.doi.org/10.1038/nmat3301>
- [CDTY91] CHUANG, I. ; DURRER, R. ; TUROK, N. ; YURKE, B.: Cosmology in the Laboratory: Defect Dynamics in Liquid Crystals. In: Science 251 (1991), Nr. 4999, 1336–1342. <http://dx.doi.org/10.1126/science.251.4999.1336>
- [CL95] CHAIKIN, P. M. ; LUBENSKY, T. C.: Principles of Condensed Matter Physics. Cambridge University Press, 1995
- [Coe10] COEY, J. M. D.: Magnetism and Magnetic Materials. Cambridge University Press, 2010
- [DDMK15] DEUTSCHLÄNDER, S. ; DILLMANN, P. ; MARET, G. ; KEIM, P.: Kibble-Zurek mechanism in colloidal monolayers. In: Proc. Natl. Acad. Sci. USA 112 (2015), Nr. 22, 6925–6930. <http://dx.doi.org/10.1073/pnas.1500763112>
- [Des86] DESAI, P. D.: Thermodynamic Properties of Iron and Silicon. In: J. Phys. Chem. Ref. Data 15 (1986), Nr. 3, 967–983. <http://dx.doi.org/10.1063/1.555761>
- [DG03] DE GRAEF, M.: Introduction to Conventional Transmission Electron Microscopy. Cambridge University Press, 2003
- [DGZ00] DE GRAEF, M. (Hrsg.) ; ZHU, Y. (Hrsg.): Magnetic Imaging and Its Applications to Materials. Academic Press, 2000
- [EMG⁺17] EGGBRECHT, T. ; MÖLLER, M. ; GATZMANN, J. G. ; SILVA, N. Rubiano d. ; FEIST, A. ; MARTENS, U. ; ULRICH, H. ; MÜNZENBERG, M. ; ROPERS, C. ; SCHÄFER, S.: Light-Induced Metastable Magnetic Texture Uncovered by in situ Lorentz Microscopy. In: Phys. Rev. Lett. 118 (2017), 097203. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.118.097203>
- [FBS⁺17] FEIST, A. ; BACH, N. ; SILVA, N. R. ; DANZ, T. ; MÖLLER, M. ; PRIEBE, K. E. ; DOMRÖSE, T. ; GATZMANN, J. G. ; ROST, S. ; SCHAUSS, J. ; STRAUCH, S. ; BORMANN, R. ; SIVIS, M. ; SCHÄFER, S. ; ROPERS, C.: Ultrafast transmission electron microscopy using a laser-driven field emitter: Femtosecond resolution with a high coherence electron beam. In: Ultramicroscopy 176 (2017), 63–73. <http://dx.doi.org/https://doi.org/10.1016/j.ultramicro.2016.12.005>
- [FBT⁺15] FTOUNI, H. ; BLANC, C. ; TAINOFF, D. ; FEFFERMAN, A. D. ; DEFOORT, M. ; LULLA, K. J. ; RICHARD, J. ; COLLIN, E. ; BOURGEOIS, O.: Thermal conductivity of silicon nitride membranes is not sensitive to stress. In: Phys. Rev. B 92 (2015), 125439. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.92.125439>

- [FSK⁺13] FINAZZI, M. ; SAVOINI, M. ; KHORSAND, A. R. ; TSUKAMOTO, A. ; ITOH, A. ; DUÒ, L. ; KIRILYUK, A. ; RASING, T. ; EZAWA, M.: Laser-Induced Magnetic Nanostructures with Tunable Topological Properties. In: *Phys. Rev. Lett.* 110 (2013), 177205. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.110.177205>
- [GGB⁺16] GHAFFARI, H. O. ; GRIFFITH, W. A. ; BENSON, P. ; XIA, K. ; YOUNG, R. P.: Observation of the Kibble-Zurek Mechanism in Microscopic Acoustic Crackling Noises. In: *Sci. Rep.* 6 (2016), 21210. <http://dx.doi.org/10.1038/srep21210>
- [GLD⁺12] GRIFFIN, S. M. ; LILIENBLUM, M. ; DELANEY, K. T. ; KUMAGAI, Y. ; FIEBIG, M. ; SPALDIN, N. A.: Scaling Behavior and Beyond Equilibrium in the Hexagonal Manganites. In: *Phys. Rev. X* 2 (2012), 041022. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevX.2.041022>
- [GM12] GROSS, R. ; MARX, A.: *Festkörperphysik*. Oldenbourg, 2012
- [GMA⁺11] GOMEZ, R. D. ; MA, J. S. ; ARKILIC, A. ; CHUNG, S. H. ; KRAFFT, C.: Vortex-antivortex creation and annihilation on CoFeB crosstie patterns. In: *J. Appl. Phys.* 109 (2011), Nr. 7. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3536342>
- [GP58] GINSBURG, V. L. ; PITAEVSKII, L. P.: On the Theory of Superfluidity. In: *JETP* 7 (1958), Nr. 5, 858. http://www.jetp.ac.ru/cgi-bin/dn/e_007_05_0858.pdf
- [HBM⁺11] HEINZE, S. ; BERGMANN, K. von ; MENZEL, M. ; BREDE, J. ; KUBETZKA, A. ; WIESENDANGER, R. ; BIHLMAYER, G. ; BLUGEL, S.: Spontaneous atomic-scale magnetic skyrmion lattice in two dimensions. In: *Nat. Phys.* 7 (2011), Nr. 9, 713–718. <http://dx.doi.org/10.1038/nphys2045>
- [HPPLDG14] HUMPHREY, E. ; PHATAK, C. ; PETFORD-LONG, A. ; DE GRAEF, M.: Separation of electrostatic and magnetic phase shifts using a modified transport-of-intensity equation. In: *Ultramicroscopy* 139 (2014), 5–12. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ultramic.2014.01.005>
- [HS06] HERTEL, R. ; SCHNEIDER, C. M.: Exchange Explosions: Magnetization Dynamics during Vortex-Antivortex Annihilation. In: *Phys. Rev. Lett.* 97 (2006), 177202. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.97.177202>
- [HS08] HUBERT, A. ; SCHÄFER, R.: *Magnetic Domains: The Analysis of Magnetic Microstructures*. Corrected. Springer, 2008
- [JC11] JELIĆ, A. ; CUGLIANDOLO, L. F.: Quench dynamics of the 2d XY model. In: *J. Stat. Mech. Theor. Exp.* 2011 (2011), Nr. 02, P02032. <http://dx.doi.org/10.1088/1742-5468/2011/02/P02032>

- [JUZ⁺15] JIANG, W. ; UPADHYAYA, P. ; ZHANG, W. ; YU, G. ; JUNGFLEISCH, M. B. ; FRADIN, F. Y. ; PEARSON, J. E. ; TSERKOVNYAK, Y. ; WANG, K. L. ; HEINONEN, O. ; VELTHUIS, S. G. E. ; HOFFMANN, A.: Blowing magnetic skyrmion bubbles. In: Science 349 (2015), Nr. 6245, 283–286. <http://dx.doi.org/10.1126/science.aaa1442>
- [JZCG12] JEONG, T. ; ZHU, J.-G. ; CHUNG, S. ; GIBBONS, M. R.: Thermal boundary resistance for gold and CoFe alloy on silicon nitride films. In: J. Appl. Phys. 111 (2012), Nr. 8. <http://dx.doi.org/10.1063/1.3703571>
- [KGM⁺08] KRYDER, M. H. ; GAGE, E. C. ; MCDANIEL, T. W. ; CHALLENGER, W. A. ; ROTTMAYER, R. E. ; JU, G. ; HSIA, Y. T. ; ERDEN, M. F.: Heat Assisted Magnetic Recording. In: Proc. IEEE 96 (2008), Nr. 11, S. 1810–1835. <http://dx.doi.org/10.1109/JPROC.2008.2004315>
- [KH12] KOHN, A. ; HABIBI, A.: Adapting a JEM-2100G for Magnetic Imaging by Lorentz TEM. In: JEOL News 47 (2012), Nr. 1, S. 17–22
- [Kib76] KIBBLE, T. W. B.: Topology of cosmic domains and strings. In: J. Phys. A: Math. Gen. 9 (1976), Nr. 8, 1387–1398. <http://stacks.iop.org/0305-4470/9/i=8/a=029>
- [Kib80] KIBBLE, T. W. B.: Some implications of a cosmological phase transition. In: Phys. Rep. 67 (1980), Nr. 1, 183–199. [http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573\(80\)90091-5](http://dx.doi.org/10.1016/0370-1573(80)90091-5)
- [Krö00] KRÖGER, H.: Fractal geometry in quantum mechanics, field theory and spin systems. In: Phys. Rep. 323 (2000), Nr. 2, 81–181. [http://dx.doi.org/10.1016/S0370-1573\(99\)00051-4](http://dx.doi.org/10.1016/S0370-1573(99)00051-4)
- [KT73] KOSTERLITZ, J. M. ; THOULESS, D. J.: Ordering, metastability and phase transitions in two-dimensional systems. In: J. Phys. C: Solid State Physics 6 (1973), Nr. 7, S. 1181–1203. <http://dx.doi.org/10.1088/0022-3719/6/7/010>
- [KVB⁺05] KLÄUI, M. ; VAZ, C. A. F. ; BLAND, J. A. C. ; WERNSDORFER, W. ; FAINI, G. ; CAMBRIL, E. ; HEYDERMAN, L. J. ; NOLTING, F. ; RÜDIGER, U.: Controlled and Reproducible Domain Wall Displacement by Current Pulses Injected into Ferromagnetic Ring Structures. In: Phys. Rev. Lett. 94 (2005), 106601. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.94.106601>
- [KWC⁺11] KAMMERER, M. ; WEIGAND, M. ; CURCIC, M. ; NOSKE, M. ; SPROLL, M. ; VANSTEENKISTE, A. ; VAN WAEYENBERGE, B. ; STOLL, H. ; WOLTERS DORF, G. ; BACK, C. H. ; SCHUETZ, G.: Magnetic vortex core reversal by excitation of spin waves. In: Nat. Commun. 2 (2011), 279. <http://dx.doi.org/10.1038/ncomms1277>

- [Lan37] LANDAU, L.: On the theory of phase transitions. In: Zh. Eksp. Teor. Fiz. 7 (1937), S. 19–40
- [LMV⁺14] LAMBERT, C.-H. ; MANGIN, S. ; VARAPRASAD, B. S. D. C. S. ; TAKAHASHI, Y. K. ; HEHN, M. ; CINCHETTI, M. ; MALINOWSKI, G. ; HONO, K. ; FAINMAN, Y. ; AESCHLIMANN, M. ; FULLERTON, E. E.: All-optical control of ferromagnetic thin films and nanostructures. In: Science 345 (2014), Nr. 6202, 1337-1340. <http://dx.doi.org/10.1126/science.1253493>
- [LPAV11] LEONOV, I. ; POTERYAEV, A. I. ; ANISIMOV, V. I. ; VOLLHARDT, D.: Electronic Correlations at the α – γ Structural Phase Transition in Paramagnetic Iron. In: Phys. Rev. Lett. 106 (2011), 106405. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.106405>
- [LPAV12] LEONOV, I. ; POTERYAEV, A. I. ; ANISIMOV, V. I. ; VOLLHARDT, D.: Calculated phonon spectra of paramagnetic iron at the α – γ phase transition. In: Phys. Rev. B 85 (2012), 020401. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.85.020401>
- [LSZ07] LAU, J. ; SCHOFIELD, M. ; ZHU, Y.: A straightforward specimen holder modification for remnant magnetic-field measurement in TEM. In: Ultramicroscopy 107 (2007), Nr. 4–5, 396–400. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ultramic.2006.10.004>
- [LWK⁺14] LIN, S.-Z. ; WANG, X. ; KAMIYA, Y. ; CHERN, G.-W. ; FAN, F. ; FAN, D. ; CASAS, B. ; LIU, Y. ; KIRYUKHIN, V. ; ZUREK, W. H. ; BATISTA, C. D. ; CHEONG, S.-W.: Topological defects as relics of emergent continuous symmetry and Higgs condensation of disorder in ferroelectrics. In: Nat. Phys. 10 (2014), Nr. 12, 970–977. <http://dx.doi.org/10.1038/nphys3142>
- [LZ07] LIN, Z. ; ZHIGILEI, L. V.: Temperature dependences of the electron–phonon coupling, electron heat capacity and thermal conductivity in Ni under femtosecond laser irradiation. In: Appl. Surf. Sci. 253 (2007), Nr. 15, 6295–6300. <http://dx.doi.org/10.1016/j.apsusc.2007.01.032>
- [LZC08] LIN, Z. ; ZHIGILEI, L. V. ; CELLI, V.: Electron-phonon coupling and electron heat capacity of metals under conditions of strong electron-phonon nonequilibrium. In: Phys. Rev. B 77 (2008), 075133. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevB.77.075133>
- [MBJ⁺09] MÜHLBAUER, S. ; BINZ, B. ; JONIETZ, F. ; PFLEIDERER, C. ; ROSCH, A. ; NEUBAUER, A. ; GEORGII, R. ; BÖNI, P.: Skyrmion Lattice in a Chiral Magnet. In: Science 323 (2009), Nr. 5916, 915–919. <http://dx.doi.org/10.1126/science.1166767>

- [Mer79] MERMIN, N. D.: The topological theory of defects in ordered media. In: *Rev. Mod. Phys.* 51 (1979), 591–648. <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.51.591>
- [Mes08] MESCHEDE, D.: *Optik, Licht und Laser*. 3. Vieweg+Teubner Verlag, 2008
- [MRR+53] METROPOLIS, N. ; ROSENBLUTH, A. W. ; ROSENBLUTH, M. N. ; TELLER, A. H. ; TELLER, E.: Equation of State Calculations by Fast Computing Machines. In: *J. Chem. Phys.* 21 (1953), Nr. 6, 1087–1092. <http://dx.doi.org/10.1063/1.1699114>
- [MSBB+09] MIGUEL, J. ; SÁNCHEZ-BARRIGA, J. ; BAYER, D. ; KURDE, J. ; HEITKAMP, B. ; PIANTEK, M. ; KRONAST, F. ; AESCHLIMANN, M. ; DÜRR, H. A. ; KUCH, W.: Time-resolved magnetization dynamics of cross-tie domain walls in permalloy microstructures. In: *J. Phys. Condens. Matter* 21 (2009), Nr. 49, 496001. <http://stacks.iop.org/0953-8984/21/i=49/a=496001>
- [MT02] MILTAT, J. ; THIAVILLE, A.: Vortex Cores—Smaller Than Small. In: *Science* 298 (2002), Nr. 5593, 555–555. <http://dx.doi.org/10.1126/science.1077704>
- [MTM+02] MOSER, A. ; TAKANO, K. ; MARGULIES, D. T. ; ALBRECHT, M. ; SONOBE, Y. ; IKEDA, Y. ; SUN, S. ; FULLERTON, E. E.: Magnetic recording: advancing into the future. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 35 (2002), Nr. 19, R157. <http://stacks.iop.org/0022-3727/35/i=19/a=201>
- [Nak03] NAKAHARA, M.: *Geometry, Topology and Physics*. 2. CRC Press, 2003
- [Née55] NÉEL, L.: Énergie des parois de Bloch dans les couches minces. In: *C. R. Acad. Sci. Paris* 241 (1955), S. 533–536
- [NMS+06] NEUDERT, A. ; MCCORD, J. ; SCHÄFER, R. ; KALTOFEN, R. ; MÖNCH, I. ; VINZELBERG, H. ; SCHULTZ, L.: Bloch-line generation in cross-tie walls by fast magnetic-field pulses. In: *J. Appl. Phys.* 99 (2006), Nr. 8, 08F302. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2170399>
- [NT13] NAGAOSA, N. ; TOKURA, Y.: Topological properties and dynamics of magnetic skyrmions. In: *Nat. Nano.* 8 (2013), Nr. 12, 899–911. <http://dx.doi.org/10.1038/nnano.2013.243>
- [OBA+88] ORDAL, M. A. ; BELL, R. J. ; ALEXANDER, R. W. ; NEWQUIST, L. A. ; QUERRY, M. R.: Optical properties of Al, Fe, Ti, Ta, W, and Mo at submillimeter wavelengths. In: *Appl. Opt.* 27 (1988), Nr. 6, 1203–1209. <http://dx.doi.org/10.1364/AO.27.001203>

- [PHB⁺12] POLLARD, S. D. ; HUANG, L. ; BUCHANAN, K. S. ; ARENA, D. A. ; ZHU, Y.: Direct dynamic imaging of non-adiabatic spin torque effects. In: Nat. Commun. 3 (2012), 1028. <http://dx.doi.org/10.1038/ncomms2025>
- [PHT08] PARKIN, S. S. P. ; HAYASHI, M. ; THOMAS, L.: Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory. In: Science 320 (2008), Nr. 5873, 190–194. <http://dx.doi.org/10.1126/science.1145799>
- [PLDG02] PETFORD-LONG, A. K. ; DE GRAEF, M.: Lorentz Microscopy. Version: 2002. <http://dx.doi.org/10.1002/0471266965.com137>. In: Characterization of Materials. John Wiley & Sons, Inc., 2002. – DOI 10.1002/0471266965.com137
- [PN98] PAGANIN, D. ; NUGENT, K. A.: Noninterferometric Phase Imaging with Partially Coherent Light. In: Phys. Rev. Lett. 80 (1998), 2586–2589. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.80.2586>
- [Pol17a] POLYANSKI, M.: Refractive index of Fe. <https://refractiveindex.info/?shelf=main&book=Fe&page=Ordal>. Version: 2017
- [Pol17b] POLYANSKI, M.: Refractive index of Fe₃O₄. <https://refractiveindex.info/?shelf=main&book=Fe3O4&page=Query>. Version: 2017
- [Pol17c] POLYANSKI, M.: Refractive index of SCHOTT - SF (Dense flint) - SF6. <https://refractiveindex.info/?shelf=glass&book=SCHOTT-SF&page=SF6>. Version: 2017
- [Pol17d] POLYANSKI, M.: Refractive index of Si. <https://refractiveindex.info/?shelf=main&book=Si&page=Aspnes>. Version: 2017
- [PY15] PARKIN, S. ; YANG, S.-H.: Memory on the racetrack. In: Nat. Nanotechnol. 10 (2015), 195–198. <http://dx.doi.org/10.1038/nnano.2015.41>
- [Que85] QUERRY, M. R.: Optical Constants. PN, 1985
- [RBB⁺06] ROTTMAYER, R. E. ; BATRA, S. ; BUECHEL, D. ; CHALLENGER, W. A. ; HOHLFELD, J. ; KUBOTA, Y. ; LI, L. ; LU, B. ; MIHALCEA, C. ; MOUNTFIELD, K. ; PELHOS, K. ; PENG, C. ; RAUSCH, T. ; SEIGLER, M. A. ; WELLER, D. ; YANG, X. M.: Heat-Assisted Magnetic Recording. In: IEEE Trans. Magn. 42 (2006), Nr. 10, S. 2417–2421. <http://dx.doi.org/10.1109/TMAG.2006.879572>
- [RBP06] RÖSSLER, U. K. ; BOGDANOV, A. N. ; PFLEIDERER, C.: Spontaneous skyrmion ground states in magnetic metals. In: Nature 442 (2006), Nr. 7104, 797–801. <http://dx.doi.org/10.1038/nature05056>

- [REG⁺96] RUUTU, V. M. H. ; ELTSOV, V. B. ; GILL, A. J. ; KIBBLE, T. W. B. ; KRUSIUS, M. ; MAKHLIN, Y. G. ; PLACAIS, B. ; VOLOVIK, G. E. ; XU, W.: Vortex formation in neutron-irradiated superfluid ^3He as an analogue of cosmological defect formation. In: Nature 382 (1996), Nr. 6589, 334–336. <http://dx.doi.org/10.1038/382334a0>
- [SAW79] SCHLEGEL, A. ; ALVARADO, S. F. ; WACHTER, P.: Optical properties of magnetite (Fe_3O_4). In: J. Phys. C: Solid State Physics 12 (1979), Nr. 6, 1157. <http://stacks.iop.org/0022-3719/12/i=6/a=027>
- [SCH15] SCHOTT: Optical Glass - Data Sheets. <https://refractiveindex.info/download/data/2015/schott-optical-glass-collection-datasheets-july-2015-us.pdf>. Version: 2015
- [SG69] SAMARA, G. A. ; GIARDINI, A. A.: Effect of Pressure on the Néel Temperature of Magnetite. In: Phys. Rev. 186 (1969), 577–580. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.186.577>
- [SHK⁺07] STANCIU, C. D. ; HANSTEEN, F. ; KIMEL, A. V. ; KIRILYUK, A. ; TSUKAMOTO, A. ; ITOH, A. ; RASING, T.: All-Optical Magnetic Recording with Circularly Polarized Light. In: Phys. Rev. Lett. 99 (2007), 047601. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.99.047601>
- [SOH⁺00] SHINJO, T. ; OKUNO, T. ; HASSDORF, R. ; SHIGETO, K. ; ONO, T.: Magnetic Vortex Core Observation in Circular Dots of Permalloy. In: Science 289 (2000), Nr. 5481, 930–932. <http://dx.doi.org/10.1126/science.289.5481.930>
- [SPB⁺10] SZARY, P. ; PETRACIC, O. ; BRÜSSING, F. ; EWERLIN, M. ; ZABEL, H.: Indication of vortex stabilization and buckling in circular shaped magnetic nanostructures. In: J. Appl. Phys. 107 (2010), Nr. 11. <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/107/11/10.1063/1.3427556>, doi="http://dx.doi.org/10.1063/1.3427556"
- [SRHN14] SCHLICKEISER, F. ; RITZMANN, U. ; HINZKE, D. ; NOWAK, U.: Role of Entropy in Domain Wall Motion in Thermal Gradients. In: Phys. Rev. Lett. 113 (2014), 097201. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.097201>
- [ST07] SALEH, B. E. A. ; TEICH, M. C.: Fundamentals of Photonics. John Wiley & Sons, Inc., 2007
- [TT87] TOLEDANO, J.-C. ; TOLEDANO, P.: Landau Theory Of Phase Transitions: The Application To Structural, Incommensurate, Magnetic And Liquid Crystal Systems. World Sci. Lecture Notes Phys., 1987

- [URD⁺05] UHLIG, T. ; RAHM, M. ; DIETRICH, C. ; HÖLLINGER, R. ; HEUMANN, M. ; WEISS, D. ; ZWECK, J.: Shifting and Pinning of a Magnetic Vortex Core in a Permalloy Dot by a Magnetic Field. In: *Phys. Rev. Lett.* 95 (2005), 237205. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.237205>
- [URJ⁺13] ULM, S. ; ROSSNAGEL, J. ; JACOB, G. ; DEGÜNTHER, C. ; DAWKINS, S. T. ; POSCHINGER, U. G. ; NIGMATULLIN, R. ; RETZKER, A. ; PLENIO, M. B. ; SCHMIDT-KALER, F. ; SINGER, K.: Observation of the Kibble–Zurek scaling law for defect formation in ion crystals. In: *Nat. Commun.* 4 (2013). <http://dx.doi.org/10.1038/ncomms3290>
- [VWPS⁺06] VAN WAEYENBERGE, B. ; PUZIC, A. ; STOLL, H. ; CHOU, K. W. ; TYLISZCZAK, T. ; HERTEL, R. ; FAHNLE, M. ; BRUCKL, H. ; ROTT, K. ; REISS, G. ; NEUDECKER, I. ; WEISS, D. ; BACK, C. H. ; SCHUTZ, G.: Magnetic vortex core reversal by excitation with short bursts of an alternating field. In: *Nature* 444 (2006), Nr. 7118, 461–464. <http://dx.doi.org/10.1038/nature05240>
- [VZDG02] VOLKOV, V. ; ZHU, Y. ; DE GRAEF, M.: A new symmetrized solution for phase retrieval using the transport of intensity equation. In: *Micron* 33 (2002), Nr. 5, 411–416. [http://dx.doi.org/10.1016/S0968-4328\(02\)00017-3](http://dx.doi.org/10.1016/S0968-4328(02)00017-3)
- [WWB⁺02] WACHOWIAK, A. ; WIEBE, J. ; BODE, M. ; PIETZSCH, O. ; MORGENSTERN, M. ; WIESENDANGER, R.: Direct Observation of Internal Spin Structure of Magnetic Vortex Cores. In: *Science* 298 (2002), Nr. 5593, 577–580. <http://dx.doi.org/10.1126/science.1075302>
- [YKN⁺07] YAMADA, K. ; KASAI, S. ; NAKATANI, Y. ; KOBAYASHI, K. ; KOHNO, H. ; THIAVILLE, A. ; ONO, T.: Electrical switching of the vortex core in a magnetic disk. In: *Nat. Mater.* 6 (2007), Nr. 4, 270–273. <http://dx.doi.org/10.1038/nmat1867>
- [YOK⁺10] YU, X. Z. ; ONOSE, Y. ; KANAZAWA, N. ; PARK, J. H. ; HAN, J. H. ; MATSUI, Y. ; NAGAOSA, N. ; TOKURA, Y.: Real-space observation of a two-dimensional skyrmion crystal. In: *Nature* 465 (2010), Nr. 7300, 901–904. <http://dx.doi.org/10.1038/nature09124>
- [ZDZ05] ZUREK, W. H. ; DORNER, U. ; ZOLLER, P.: Dynamics of a Quantum Phase Transition. In: *Phys. Rev. Lett.* 95 (2005), 105701. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.105701>
- [ZH04] ZINK, B. L. ; HELLMAN, F.: Specific heat and thermal conductivity of low-stress amorphous Si–N membranes. In: *Solid State Commun.* 129 (2004), Nr. 3, 199–204. <http://dx.doi.org/10.1016/j.ssc.2003.08.048>

- [ZKO74] ZEL'DOVICH, Y. B. ; KOBZAREV, I. Y. ; OKUN, L. B.: Cosmological consequences of spontaneous violation of discrete symmetry. In: Zh. Eksp. Teor. Fiz. 67 (1974), Nr. 1, 3–11. <http://cds.cern.ch/record/411756>
- [Zur85] ZUREK, W. H.: Cosmological experiments in superfluid helium? In: Nature 317 (1985), 505–508. <http://dx.doi.org/10.1038/317505a0>

Danksagung

Zu guter Letzt möchte ich all denjenigen danken, die maßgeblich zu dieser Arbeit beigetragen und mich während meiner Zeit als Doktorand am I. Physikalischen Institut unterstützt haben.

Hierbei bedanke ich mich bei PROF. DR. KONRAD SAMWER dafür, dass er mir zum einen die Promotion überhaupt ermöglicht hat und zum anderen in Meetings viel Zeit für lehrreiche fachliche Diskussionen, welche sich zum Ende der Doktorandenzeit sehr intensiviert haben, mitbrachte. Sein reichhaltiger Erfahrungsschatz trug stetig dazu bei mein Wissen in dem großen Bereich der Festkörperphysik auszuweiten.

Außerdem möchte ich PROF. DR. SASCHA SCHÄFER meinen Dank dafür aussprechen, dass er mich fortwährend als äußerst fachkundiger Betreuer in dieser Zeit begleitete. Seine Tür stand mir für die theoretischen Hintergründe genauso wie für das Ausarbeiten von Papern oder im experimentellen Kontext immer offen. Zudem danke ich ihm dafür, dass er bereitwillig das Korreferat übernommen hat.

Weiterhin danke ich PROF. DR. CLAUS ROPERS und PROF. DR. MARKUS MÜNZENBERG, die als weitere Mitglieder des Betreuungsausschusses in Diskussionen stets viele Anregungen und Ideen beigetragen haben.

Ferner möchte ich DR. HENNING ULRICHS für die vielen fruchtbaren Gespräche über die Messergebnisse und dazugehörige Erklärungsmodelle danken.

Außerdem gilt ein besonderer Dank MARCEL MÖLLER und JAN GREGOR GATZMANN für die gute unkomplizierte Zusammenarbeit und dafür, dass sie mir für die Laborarbeit am L²TEM zur Seite standen bzw. mich mit Messaufnahmen versorgten. Im experimentellen Bereich seien auch ULRIKE MARTENS und VLADYSLAV ZBARSKY für die Probenpräparation der Schichtsysteme in Form von Kathodenzerstäubung / Aufdampfen der Elemente mittels UHV-Anlage dankend erwähnt. Für die Unterstützung bei der Mikrostrukturierung der Filme über die Ionenfeinstrahltechnik danke ich DR. MURAT SIVIS und VOLKER RADISCH. Auch spreche ich MATTHIAS HAHN meinen Dank dafür aus, dass er mich in die experimentelle Transmissionselektronenmikroskopie eingeführt hat. Zudem zolle ich der Werkstatt des I. Instituts als auch den anderen Technikern meinen Dank.

Überdies hinaus bedanke ich mich bei DR. MANUEL MCHALWAT dafür, dass er mir einerseits bei den schier unüberwindbaren bürokratischen Hürden, welche integraler Bestandteil einer solchen Arbeit sind, Beistand geleistet hat und andererseits für die vielen ausufernden Gespräche während meiner Zeit am I. Institut zu hoch- sowie weniger wissenschaftlichen Themen.

Natürlich möchte ich auch allen anderen Mitgliedern des I. Physikalischen Instituts Danke sagen, wo mir die ein oder andere Weihnachtsfeier – Stichwort Feuerzangenbowle ;-) – als auch Seminarfahrt in guter Erinnerung bleiben werden. Auch Grill- und Kneipenabende waren immerwährend von guter Stimmung und einer erheiternden Gesprächskultur geprägt.

Zudem möchte ich dem IV. Physikalischen Institut danken, in dem der Großteil der Experimente für diese Arbeit stattfand, wo mir entgegenkommend begegnet wurde und ich mich stets willkommen fühlte.

Außerhalb des universitären Betriebs möchte ich ganz besonders meinen Eltern WALTRAUD EGGBRECHT und UWE EGGBRECHT als auch meinem Bruder MARVIN EGGBRECHT dafür danken, dass sie mich bei dem „was ich so mache“ immer moralisch unterstützt und motiviert haben.