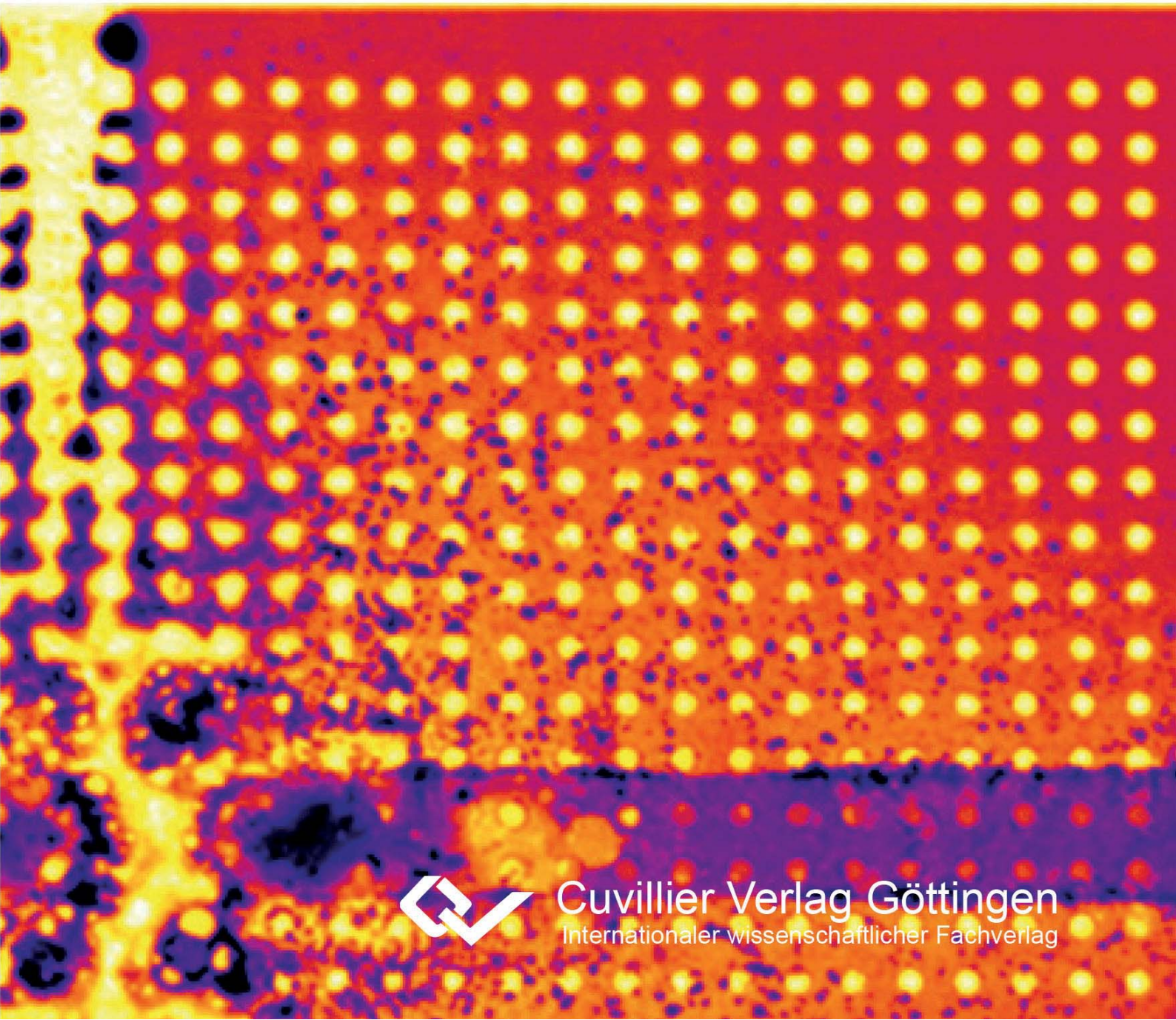
Joachim Robert Gräfe

# Statische und dynamische Magnetisierungseigenschaften nanoskaliger Überstrukturen



Cuvillier Verlag Göttingen
Internationaler wissenschaftlicher Fachverlag

# Statische und dynamische Magnetisierungseigenschaften nanoskaliger Überstrukturen

Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

# Statische und dynamische Magnetisierungseigenschaften nanoskaliger Überstrukturen

Von der Fakultät Chemie der Universität Stuttgart zur Erlangung der Würde eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.) genehmigte Abhandlung


Vorgelegt von

Joachim Robert Gräfe

aus Waldkirch


| | |
|---|---|
| Hauptberichterin: | Prof. Dr. Gisela Schütz |
| Mitberichter: | Prof. Dr. Dr. h.c. Guido Schmitz |
| Tag der mündlichen Prüfung: | 19. August 2016 |


Max-Planck-Institut für Intelligente Systeme, Stuttgart

2016



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

**Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek**
Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über http://dnb.d-nb.de abrufbar.
1. Aufl. - Göttingen: Cuvillier, 2016
Zugl.: Stuttgart, Univ., Diss., 2016

© CUVILLIER VERLAG, Göttingen 2016
Nonnenstieg 8, 37075 Göttingen
Telefon: 0551-54724-0
Telefax: 0551-54724-21
www.cuvillier.de

Alle Rechte vorbehalten. Ohne ausdrückliche Genehmigung des Verlages ist es nicht gestattet, das Buch oder Teile daraus auf fotomechanischem Weg (Fotokopie, Mikrokopie) zu vervielfältigen.
1. Auflage, 2016
Gedruckt auf umweltfreundlichem, säurefreiem Papier aus nachhaltiger Forstwirtschaft.

ISBN 978-3-7369-9364-8
eISBN 978-3-7369-8364-9

Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

# Inhaltsverzeichnis

**Abstract** IX

## I Einleitung 1

### 1 Stand der Forschung 4
1.1 Anisotropie und Koerzitivfelder Magnetischer Antidotgitter . . . . 4
1.2 Ummagnetisierungsprozesse in Antidotgittern . . . . . 6
1.3 Antidotgitter als Realisierung Magnonischer Kristalle . . . . . 7

## II Grundlagen 11

### 2 Theoretische Grundlagen 12
2.1 Magnetostatik . . . . . 12
2.2 Geometrische Frustration . . . . . 17
2.3 First-Order Reversal Curves . . . . . 19
2.4 Spinwellen . . . . . 23

### 3 Experimentelle Grundlagen 26
3.1 Magneto-Optischer Kerr-Effekt . . . . . 26
3.2 Röntgenzirkulardichroismus . . . . . 29
3.3 Rasterröntgenmikroskopie . . . . . 31

### 4 Methoden 35
4.1 Probenpräparation . . . . . 35
4.1.1 Dünnschichtdeposition . . . . . 35
4.1.2 Kolloidlithographie . . . . . 36
4.1.3 Konventionelle Lithographie . . . . . 38
4.2 MOKE-Messungen . . . . . 39



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

4.3 Rasterröntgenmikroskopie . . . . . 40
4.4 Mikromagnetische Simulationen . . . . . 41

**III Ergebnisse & Diskussion 43**

**5 Makroskopische Magnetisierungseigenschaften von Antidotgittern 44**
5.1 Anisotropie . . . . . 46
5.2 Koerzitivfeld . . . . . 50
5.3 Zusammenfassung . . . . . 54

**6 Entwicklung Schneller First-Order Reversal Curve Messungen 55**
6.1 Umsetzung von FORC-Messungen mit MOKE-Magnetometrie . . 56
6.1.1 Untergrundkorrektur . . . . . 56
6.1.2 Datenreduktion . . . . . 58
6.1.3 Datenauswertung . . . . . 59
6.2 Experimentelle Verifikation . . . . . 61
6.2.1 NiFe-Dünnschicht . . . . . 62
6.2.2 Co/FeMn-Schichtsystem mit unidirektionaler Anisotropie 65
6.2.3 Gd/Fe-Vielschichtsystem . . . . . 66
6.3 Zusammenfassung . . . . . 68

**7 Ummagnetisierungsprozesse in Antidotgittern 69**
7.1 In der Ebene Magnetisierte Materialien . . . . . 70
7.1.1 Mechanismus der Ummagnetisierung entlang der (nn)-Richtung . . . . . 71
7.1.2 Mechanismus der Ummagnetisierung entlang der (nnn)-Richtung . . . . . 74
7.1.3 Grundsätzliche Charakteristik der Ummagnetisierung . . . 78
7.1.4 Physikalische Interpretation der FORC-Verteilung . . . . 79
7.1.5 Zusammenfassung . . . . . 81
7.2 Senkrecht Magnetisierte Materialien . . . . . 82
7.2.1 Antidotgitter mit großen Löchern . . . . . 84
7.2.2 Antidotgitter mit kleinen Löchern . . . . . 91
7.2.3 Zusammenfassung . . . . . 96



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

**8 Geometrische Frustration in Antidotgittern 98**
8.1 Nachweis einer Magnetisierungskomponente senkrecht zum Magnetfeld . . . 98
8.2 Aufhebung der Entartung der senkrechten Richtungen . . . 104
8.3 Zusammenfassung . . . 107

**9 Spinwellenmoden in Antidotgittern 109**
9.1 Breitbandige Anregung mit kurzen Pulsen . . . 110
9.1.1 Gefangene Spinwellenmoden . . . 111
9.1.2 Zustandsdichte für Spinwellen . . . 114
9.2 Kontinuierliche, resonante Anregung . . . 116
9.2.1 Direkte Abbildung der Spinwellenmoden . . . 117
9.2.2 Dispersion für Spinwellen . . . 122
9.2.3 Feldabhängigkeit der Spinwellenmoden . . . 123
9.3 Umsetzung eines Spinwellenfilters . . . 126
9.4 Zusammenfassung . . . 126

**10 Zonenplatte für Spinwellen 129**
10.1 Fokussierung von Spinwellen . . . 130
10.2 Verschiebung des Fokuspunkts . . . 133
10.3 Zusammenfassung . . . 137

**IV Zusammenfassung 139**

**Literatur i**

**Danksagung xi**



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

# Abkürzungsverzeichnis

**AESWS** *All Electrical Spin Wave Spectroscopy*

**AGM** *Alternating Gradient Magnetometer*

**ALD** *Atomic Layer Deposition*

**APD** *Avalanche Photo Diode*

**BESSY** Berliner Elektronenspeicherring für Synchrotronstrahlung

**BLS** *Brillouin Light Scattering*

**BPM** *Bit Patterned Media*

**BVSW** *Backward Volume* Spinwellen

**DE** Damon-Eshbach Spinwellen

**EBL** *Electron Beam Lithography*

**FIB** *Focused Ion Beam*

**FMR** ferromagnetische Resonanz

**FORC** *First-Order Reversal Curve*

**FPGA** *Field Programmeable Gate Array*

**FVSW** *Forward Volume* Spinwellen

**HAMR** *Heat Assisted Magnetic Recording*

**IBS** *Ion Beam Sputtering*

**MBE** *Molecular Beam Epitaxy*



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

**MFM** *Magnetic Force Microscopy*

**MOKE** magneto-optischer Kerr-Effekt

**NEXAFS** *Near Edge X-ray Absorption Fine Structure*

**(nn)** nächster Nachbar

**(nnn)** übernächster Nachbar

**OSA** *Order Separating Aperture*

**PEEM** *Photo Electron Emission Microscopy*

**PLD** *Pulsed Laser Deposition*

**PMMA** Polymethylmethacrylat

**PS** Polystyrol

**PSSW** *Perpendicular Standing* Spinwellen

**PVD** *Physical Vapour Deposition*

**PWM** *Plane Wave Method*

**REM** Rasterelektronenmikroskop

**RF** Hochfrequenz

**RLM** Rasterlasermikroskop

**SORC** *Second-Order Reversal Curve*

**SQUID** *Super-Conducting Quantum Interference Device*

**SXM** *Scanning X-ray Microscopy*

**TEY** *Total Electron Yield*

**UHV** Ultrahochvakuum

**VNA** *Vector Network Analyzer*

**VSM** *Vibrating Sample Magnetometer*



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

**XAS** *X-ray Absorption Spectroscopy*

**XMCD** *X-ray Magnetic Circular Dichroism*



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

# Abstract

Magnetism has fascinated mankind since Thales of Milet (634 - 546 BC) first described this phenomenon in naturally occurring magnetite [98]. Today, magnetism is still an active area of research. There are still new discoveries and technological developments that are indispensable for everyday life. Some of those applications are electric motors, data storage, and loud speakers [25, 98]. The rapid progress in structuring and microscopy on the nano scale heralded a new age in magnetism research. Nowadays, it is possible to structure magnetic materials on the length scale of the relevant interactions, *i.e.* exchange and dipole-dipole interactions. Additionally, it is possible to image the resulting changes in magnetic properties nanoscopically.

Magnetic thin films play a key role in this context. An appealing pathway to change local magnetic properties on the nano scale is the fabrication of holes. Thereby creating so called antidot lattices when arranged periodically. These antidot lattices can be used to fundamentally change and tailor macroscopic magnetic properties, *i.e.* coercivity [15, 38, 108] or anisotropy [13, 32, 107]. Furthermore, these nano structures lead to the observation of novel phenomena like spin ice [31, 36, 66], spin glass [54], pairs of magnetic monopoles [63], and lifting of thin film anisotropy [28]. These properties result in several applications. In the static regime antidot lattices are discussed as type of bit patterned media, as they can overcome the superparamagnetic limit, because they do not exhibit isolated material islands. [14, 43, 103].

Furthermore, spin waves (in wave formalism) and magnons (in particle formalism) as fundamental excitations of these systems are an important research area. Similar to plasmons, their electro static analogous, magnons can exhibit a complex and anisotropic dispersion relation [95]. In antidot lattices these dynamic properties are influenced by the periodic modulation of magnetic materials. Thereby, a band structure for spin waves is formed in analogy to photonic crystals [48, 56]. Additionally, the complex interplay of spin waves, *e.g.* Damon Eshbach or backward volume modes, can be controlled in these magnonic crystsals [48, 56].

In spin wave applications, so called magnonics, information transport is realized by spin waves in contrast to electrons in electronics and spintronics. Thereby signi-



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

ficantly reducing dissipative losses [52, 56]. Equally, magnonic crystals are used as spin wave guides and filters for high frequency applications [56].

Based on macroscopic experiments and theoretical studies that were reported in literature, this work is centered on regular antidot lattices. Their magnetization reversal mechanism, geometric frustration, and magnonic behavior has not been elucidated to date. Therefor, modern nano structuring approaches are to be used to fabricate large area samples. For their characterization optimized first-order reversal curve measurements are to be developed and employed to gain a deeper understanding of the magnetization reversal processes. By imaging with high resolution magnetic x-ray microscopy, the magnetization landscape is to be visualized directly. The combination of these methods will enable elucidation of the fundamental physical mechanisms behind these phenomena. Furthermore, x-ray microscopy provides a unique combination of high spatial (approx. 20 nm) and temporal (approx. 60 ps) resolution. Thereby allowing to image and resolve the spin wave dynamics in nano structures. This is to be employed for determining the complex dispersion relations and to investigate the possibility of spin wave focusing.

## Summary

In this work, the macroscopic static magnetization properties of antidot lattices with varying geometries in several materials have been investigated. It was confirmed that the anisotropy and coercive field $H_c$ in these systems are governed by the geometric parameters of the antidot lattices. The bridge width $w$ between two adjacent holes seems to be the dominating factor. Here, it was shown that the widespread phenomenological model using a $H_c \propto \frac{1}{w}$ relation is not sufficient to universally describe antidot lattices in varying materials. Therefore, a model with a physical basis has been proposed by addressing both the pinning strength through reduction in domain wall length, and the pinning efficiency through sufficient hole size with respect to the exchange length. The resulting $H_c \propto D^{oe} \cdot \frac{1}{w^p}$ model was confirmed by comparative measurements of antidot lattices in Fe, Ni, and NiFe with a wide range of geometric parameters.

To elucidate the origin of these macroscopic properties, the magnetization reversal mechanism was investigated by first-order reversal curve measurements (FORC). Therefor, fast FORC acquisition based on magneto optical Kerr effect (MOKE) measurements has been developed. Thereby reducing the measurement time in comparison to conventional VSM or SQUID measurements by a factor of 1000. This was achieved by developing a field profile that allows for automatic



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

correction of non-absolute magnetization values, strong signal drift, and a large non-linear beackground from MOKE measurements. Here, it was demonstrated that a complete FORC diagram can be measured in 56 s instead of several hours or days.

By means of complementary scanning x-ray microscopy (SXM) and FORC measurements it was shown that the magnetization reversal of in-plane magnetized antidot lattices is not achieved in a single step. Along the (nn)-direction magnetization reversal is achieved by two irreversible and one quasi-reversible step, and along the (nnn)-direction by a combination of two irreversible, two quasi-reversible and one reversible step. Irreversible steps are based on domain nucleation and propagation whenever the magnetization rotates past a (nn)-direction. Domain walls always run along (nn)-directions while the magnetization does not necessarily align with the domain wall. In this work, quasi-reversible processes are described for the first time as reproducible and reversible domain wall movements in highly ordered antidot lattices.

Here, the magnetization reversal mechanism of out-of-plane magnetized antidot lattices has been elucidated for the first time. For large bridge widths $w$ the mechanism is based on domain nucleation and propagation, similar to in-plane magnetized antidot lattices. However, $H_c$ cannot be driven up arbitrarily by reducing $w$. When reducing $w$ below a critical value, two domain walls can be stabilized in a single bridge. The so-formed domains in bridges and nodes can individually switch, and are stabilized by stray field interactions with their neighbors. These interaction fields are confirmed by FORC measurements and can completely describe the macroscopic properties.

The physical interpretation of FORC diagrams as Preisach distribution of hysterons is not always possible without limitations. Because every peak in the FORC diagram was linked to a change in magnetization observed by SXM, here, it was possible to draw general conclusions on the interpretation of FORC. A naive attribution of coercive and interaction fields in a classical sense is not always valid. Rather, $H_c$ has to be seen as an energy needed for a specific change in magnetization. Likewise, $H_u$ is an additional energy that either favors or impedes this change in magnetization. This generalized pictures is of especial importance in the context of multi stable magnetization states and coupled magnetization reversal processes.

Furthermore, a new type of geometric frustration based on the competition of Zeeman and dipole-dipole interactions has been proposed. For in-plane magnetized antidot lattices with narrow bridges this results in local lifting of thin film anisotropy and a $(15 \pm 5)°$ out-of-plane deflection of the easy axis. The degeneracy of this



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

deflection (above and below the surface plane) is lifted by the intermediate stray field generated by the Bloch type domain walls during magnetization reversal. This results in the formation of an out-of-plane magnetization component from a purely in-plane applied field.

Based on the investigation of the static properties, the dynamic magnetization behavior of the antidot lattices has been microscopically investigated and the spin wave modes of a full Brillouin zone have been directly imaged. Both propagating Damon-Eshbach (DE) with phase velocities of up to $6\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ and localized backward volume (BVSW) modes have been imaged. By a mixing of these two spin wave types the intense grating coupler modes could be explained. These result from a convolution of wave vectors $k$ and lattice vectors $g$, and propagate diagonally through the antidot lattices. Furthermore, the formation of edge modes that are trapped in potential wells at the hole edges has been experimentally imaged for the first time. By means of SXM imaging a theoretically predicted hybrid mode has been confirmed. This hybrid mode is a mixture of a trapped edge mode and a propagating DE mode. Finally, the insights into the propagation mechanisms could be used to construct a working spin wave filter and image it in operation. By adjusting the magnetic field a propagation distance between $<0{,}9\,\mu\mathrm{m}$ and $>8\,\mu\mathrm{m}$ could be controlled. Unlike theoretically predicted, the blocking of spin waves is not achieved by shifting the band gap, but by conversion of propagating DE modes into localized BVSW modes.

Building upon the findings from regular antidot lattices a hole based zone plate as focusing lens for spin waves at varying frequencies has been designed and imaged. Here, a focal spot with a width of 840 nm and an increase in amplitude of 23% has been found. Thereby, the zone plate is the first experimental realization of a spin wave lens that achieves both lateral confinement, and overcomes the intrinsic damping in the magnetic material. It is noteworthy that the width of the focal spot is significantly smaller than the wave length of the spin waves of several µm. Furthermore, the focal spot can be moved in an area of $40\,\mu\mathrm{m}^2$ by changing the magnetic field. Like previously for antidot lattices, this is due to the mixing of DE an BVSW type spin waves and the resulting change in wave length and propagation direction.



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

# Teil I

# Einleitung



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

Der Magnetismus fasziniert die Menschheit mindestens seit Thales von Milet (634 - 546 v. Chr.) dieses Phänomen in natürlich auftretendem Magnetit beschrieb [98]. Heute ist der Magnetismus ein aktives Forschungsfeld, in dem es nach wie vor neue Entdeckungen gibt und aus dem technische Entwicklungen stammen, die aus dem Alltagsleben nicht mehr wegzudenken sind. Einige der vielfältigen Anwendungen von Magneten sind Elektromotoren, Datenspeicher wie Festplatten und Arbeitsspeicher oder Lautsprecher [25, 98]. Die rasanten Fortschritte in Strukturierung und Mikroskopie auf der Nanoskala ein neues Zeitalter der Magnetismusforschung eingeläutet. Heute ist es möglich magnetische Materialien auf der Längenskala der relevanten Wechselwirkung, nämlich der Dipol-Dipol- und der Austauschwechselwirkung, zu dimensionieren und die daraus resultierende Veränderung der magnetischen Eigenschaften nanoskopisch abzubilden.

Magnetische Dünnfilme spielen hierbei eine vorherrschende Rolle. Eine attraktive Möglichkeit die lokalen magnetischen Eigenschaften auf der Nanoskala zu verändern ist das Erzeugen von Löchern, welche bei einer periodischen Anordnung zu so genannten Antidotgittern führt. Durch diese Antidotgitter können zum einen die fundamentalen magnetischen Eigenschaften, wie das Koerzitivfeld [15, 38, 108] oder die Anisotropie [13, 32, 107], gezielt eingestellt werden. Zum anderen werden in diesen Nanostrukturen neuartige Phänomene wie künstliches Spineis [31, 36, 66], Spinglas [54], Paare von magnetischen Monopolen [63] und eine Aufhebung der Dünnfilmanisotropie [28] beobachtet. Daraus ergeben sich verschiedene Anwendungen. Im statischen Regime werden Antidotgitter beispielsweise als *Bit Patterned Media* (BPM)-Speicher diskutiert. Hier stellt das superparamagnetische Limit keine Einschränkung dar, da keine isolierten Materialinseln auftreten, wodurch höhere Speicherdichten in Datenträgern erreicht werden können [14, 43, 103].

In diesen Systemen sind auch ihre fundamentalen Anregungen, die Spinwellen (im Wellenbild) oder Magnonen (im Teilchenbild) ein wichtiger Forschungsbereich. Wie bei den analogen Anregungen in der Elektrostatik, den Plasmonen, kann ihre Dispersionsrelation komplex und anisotrop sein [95]. In Antidotgittern werden diese dynamischen Eigenschaften durch periodische Variation des magnetischen Materials beeinflusst. Ähnlich zu photonischen Kristallen kann es zur Ausbildung einer Bandstruktur für Spinwellen kommen [48, 56]. Diese weist ein komplexes Wechselspiel verschiedener Spinwellentypen, wie z. B. Damon-Eshbach- oder *Backward Volume*-Moden auf, das im magnonischen Kristall gezielt beeinflusst werden kann [48, 56].

In Bezug auf Anwendungen hat sich der Begriff der Magnonik etabliert [52]. Hier



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

erfolgt der Informationstransport im Gegensatz zur Elektronik oder Spintronik lediglich durch Spinwellen, was zu einer deutlich kleineren Verlustleistung führt [52, 56]. Ebenso finden magnonische Kristalle in der Hochfrequenz (RF)-Technik als Spinwellenleiter und -filter eine Anwendung [56].

Aufbauend auf den bisherigen makroskopischen Experimenten und theoretischen Arbeiten, die in der Literatur beschrieben wurden, sollen vor allem reguläre Antidotgitter im Mittelpunkt dieser Arbeit stehen, deren Ummagnetisierungsmechanismen, geometrische Frustrationen und magnonisches Verhalten noch ungeklärt sind. Dabei sollen moderne Nanostrukturierungverfahren genutzt werden, die auch eine großflächige Probenherstellung erlauben. Zu deren Charakterisierung sollen wesentlich optimierte *First-Order Reversal Curve* (FORC) Messungen zum Einsatz kommen, um einen tieferen Einblick in die mikroskopischen Ummagnetisierungsmechanismen zu erhalten. Durch hochauflösende magnetische *Scanning X-ray Microscopy* (SXM) sollen die Magnetisierungslandschaften direkt visualisiert werden. Mit der Kombination dieser Methoden soll es möglich werden die physikalischen Mechanismen umfassenden aufzuklären. Mit SXM ist es möglich auch das Magnetisierungsverhalten mit einer einzigartigen Kombination von räumlicher (ca. 20 nm) und zeitlicher Auflösung (ca. 60 ps) zu untersuchen. Dies soll genutzt werden um die komplexe Spinwellendymamik erstmals vollständig direkt abzubilden. Hierbei sollen insbesondere die entsprechenden Dispersionrelationen ermittelt und die Möglichkeit einer Spinwellenfokussierung erforscht werden.



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

# 1 Stand der Forschung

Im nachfolgenden wird ein kurzer Überblick über die Forschung anderer in den relevanten Teilgebieten des Nanomagnetismus gegeben, auf denen die im Rahmen dieser Arbeit erzielten Ergebnisse aufbauen. Der Fokus liegt dabei insbesondere auf Antidotgitterstrukturen, die das wesentliche Strukturmuster der in Teil III diskutierten Ergebnisse sind.

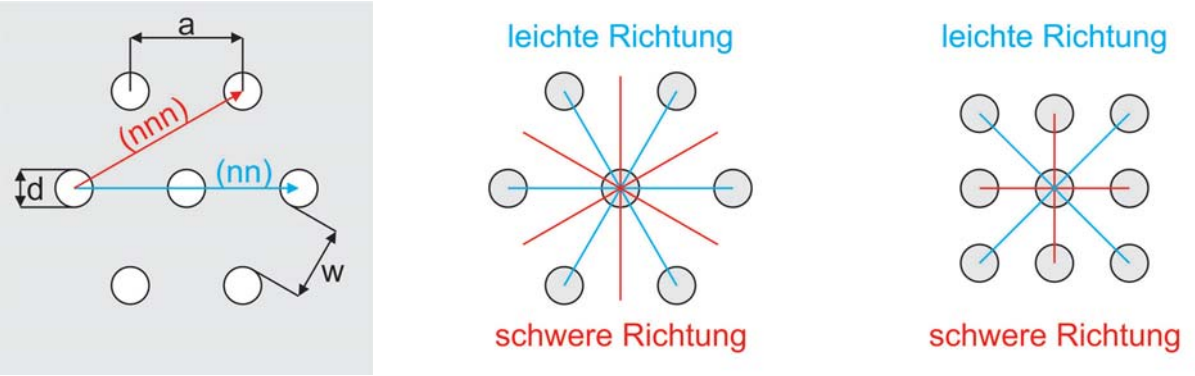
## 1.1 Anisotropie und Koerzitivfelder Magnetischer Antidotgitter

Antidotgitter, regelmäßige Anordnungen von Löchern, sind ein einfacher Ansatz eine periodische Modulation der magnetischen Eigenschaften eines Dünnfilms zu erreichen, weshalb sie seit einiger Zeit im Fokus der Forschung sind [112]. Ein solches Antidotgitter, das durch seinen Lochdurchmesser $d$, den Lochabstand $a$ und die Breite $w$ des Materialstegs zwischen zwei Löchern charakterisiert wird, ist schematisch in Abbildung 1.1(a) gezeigt. Die Filmdicke $t$ ist mit 20 nm - 50 nm klein, so dass die Antidotgitter entlang ihrer Dicke homogen magnetisiert sind. Hier sind für ein hexagonales Gitter auch die charakteristischen nächster Nachbar ((nn))- und übernächster Nachbar ((nnn))-Richtungen angedeutet, die den kleinsten bzw. größten Abstand zweier benachbarter Löcher aufweisen. Die Modulation der magnetischen Eigenschaften, die durch den Übergang von magnetischem Material zu Luft bewirkt wird, ist so drastisch, dass die Nanostrukturierung der bestimmende Einfluss auf die makroskopischen magnetischen Eigenschaften wird [26, 107, 112].

Unabhängig von der Güte der Ordnung der Antidotgitter zeigt sich insbesondere eine Erhöhung des Koerzitivfelds der magnetischen Dünnfilme [77, 89, 112]. Es ist naheliegend, dass die Löcher als Störung des magnetischen Materials als Verankerungspunkte für Domänenwände agieren. Im Allgemeinen steigt das Koerzitivfeld mit der Lochgröße $d$ und nimmt mit der Stegbreite $w$ ab [112]. Eine strenge systematische Relation zwischen den geometrischen Parametern des Antidotgitters und



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.




**(a)** **(b)** **(c)**

**Abbildung 1.1:** Schematische Skizzen der geometrischen Eigenschaften von Antidotgittern. *(a)* verdeutlicht den Lochabstand $a$, den Lochdurchmesser $d$ und die Breite $w$ des Materialstegs zwischen zwei Löchern. Die Filmdicke $t$ ist ausreichend klein, um das Antidotgitter als zweidimensionale Struktur zu behandeln. Des Weiteren sind die (nn)- und (nnn)-Richtungen eingezeichnet. Außerdem ist die magnetische Anisotropie von Antidotgittern anhand der Orientierungen der leichten und schweren Richtungen in *(b)* hexagonalen und *(c)* quadratischen Gittern skizziert [107].

dem daraus resultierenden Koerzitivfeld wurde jedoch bisher nicht gefunden [77]. Typischerweise basiert die analytische Modellierung auf mikromagnetischen Überlegungen zu Punktdefekten [39] woraus Adeyeye *et al.* [1] einen $H_c \propto 1/w$ Zusammenhang für lange, flache Drähte abgeleitet haben. Dies wurde dann vielfach auf Antidotgitter übertragen [11, 12, 77, 82, 85, 89, 102, 106]. Dabei wurde in der Literatur jedoch jeweils nur ein eingeschränkter Parameterbereich abgedeckt oder nur ein einzelnes Material betrachtet, so dass eine allgemeine Gültigkeit der $1/w$-Relation nicht nachgewiesen werden konnte [77]. Paz *et al.* [77] erweiterten das Modell eines Verankerungspunkts um eine effektive Verankerungsregion, erreichten damit jedoch keine erhebliche Verbesserung des Modells [26].

Ein fundamentales Problem ist die Herstellung einer signifikanten Anzahl von Proben mit ausreichender Qualität und die zuverlässige Bestimmung des Koerzitivfelds: erstes ist bei der Verwendung serieller Nanolithographiemethoden wie *Electron Beam Lithography* (EBL) oder *Focused Ion Beam* (FIB) problematisch, da große Flächen nur sehr langsam strukturiert werden; zweites ist bei vielen Magne-



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

tometriemethoden schwierig, da häufig große Proben benötigt werden.

Ebenso wie das Koerzitivfeld wird die Anisotropie des magnetischen Dünnfilms von den strukturellen Parametern des Antidotgitters dominiert [13, 31, 107, 112]. Die Problematik der Herstellung vieler Proben für eine systematische Untersuchung ist dabei dieselbe wie zuvor für den Fall des Koerzitivfelds. In der Arbeit von Wang *et al.* [107] wurden verschiedene Antidotgittersymmetrien in Eisenfilmen untersucht. Die magnetische Anisotropie folgt vollständig der Symmetrie des Antidotgitters, d. h. dass beispielsweise in einem hexagonalen Antidotgitter alle 60° und in einem quadratischen Gitter alle 90° eine leichte Richtung auftritt [107]. Dies ist in Abbildungen 1.1(b) bzw. 1.1(c) schematisch illustriert.

## 1.2 Ummagnetisierungsprozesse in Antidotgittern

Um die zuvor besprochenen makroskopischen magnetischen Eigenschaften der Antidotgitter gezielt zu beeinflussen, ist ein detailliertes Verständnis des mikroskopischen Ursprungs des Magnetisierungsverhaltens notwendig. Dabei standen insbesondere Antidotgitter in in der Filmebene magnetisierten Materialien im Fokus, da in dieser Geometrie der starke Einfluss der Antidotgitter aufgrund der Streufelder, die aus den Lochwänden austreten, offensichtlich ist [42, 104, 112].

Zur Aufklärung der mikroskopischen Magnetisierungskonfiguration wurden verschiedene Ansätze unternommen [8, 24, 38, 58, 64, 65, 86, 105]. Konsens in der Literatur ist, dass die Ummagnetisierung auf der Nukleation von Domänen und deren Ausbreitung durch das Antidotgitter basiert [8, 32, 112]. Die Domänenwände verlaufen dabei auf der kürzesten Strecke zwischen zwei benachbarten Löchern, da so die Länge und Energie der Domänenwand minimiet wird [8, 32, 112]. Dies führt auch dazu, dass die Ausbreitung der Domänen immer entlang einer (nn)-Richtung erfolgt [8, 32, 112]. Zusätzlich kommt es bei einer Magnetisierung entlang der schweren Richtung des Antidotgitters zu einer anfänglichen Relaxation der Magnetisierung in eine leichte Richtung durch Ablenkung an den Löchern, um Streufelder zu vermeiden [32, 112].

Obwohl mikromagnetische Simulationen [8, 24, 105] auf komplexe intermediäre Magnetisierungsmuster hindeuteten, konnten bisher nicht alle Teilschritte des Ummagnetisierungsprozesses abgebildet werden. Bei mikroskopischen Ansätzen lag dies daran, dass die notwendige laterale Auflösung in magneto-optischer Kerr-



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

Effekt (MOKE)-Messungen [58] nicht erreicht wurde. Bei *Photo Electron Emission Microscopy* (PEEM)-Untersuchungen [38, 64] war die Ordnung der kolloidlithographischen Antidotgitter nicht ausreichend und die Aufklärung des mikroskopischen Mechanismus wurde durch eine Vielzahl von Gitterdefekten und die Mischung von (nn)- und (nnn)-orientierten Teilbereichen unterbunden [29, 64].

Ein weiterer Ansatz zur Aufklärung der Ummagnetisierungsprozesse, der nicht auf der lateralen Auftrennung und Abbildung der mikroskopischen Teilschritte basiert, sind FORC-Messungen [7, 8, 29, 65]. Dafür wird eine Vielzahl von Nebenhysteresen gemessen, aus denen sich die so genannte FORC-Verteilung bestimmen lässt, in der Ummagnetisierungsprozesse nach ihrem mikroskopischen Koerztiv- $H_c$ und Interaktionsfeld $H_u$ getrennt sind (vgl. Kapitel 2.3). Bisherige Untersuchungen [8, 65] scheiterten jedoch entweder an einer unzureichenden Magnetfeldauflösung oder einer Überlagerung von (nn)- und (nnn)-orientierten Teilbereichen in kolloidlithographischen Antidotgittern, die die Auftrennung der Teilschritte verhinderte [29].

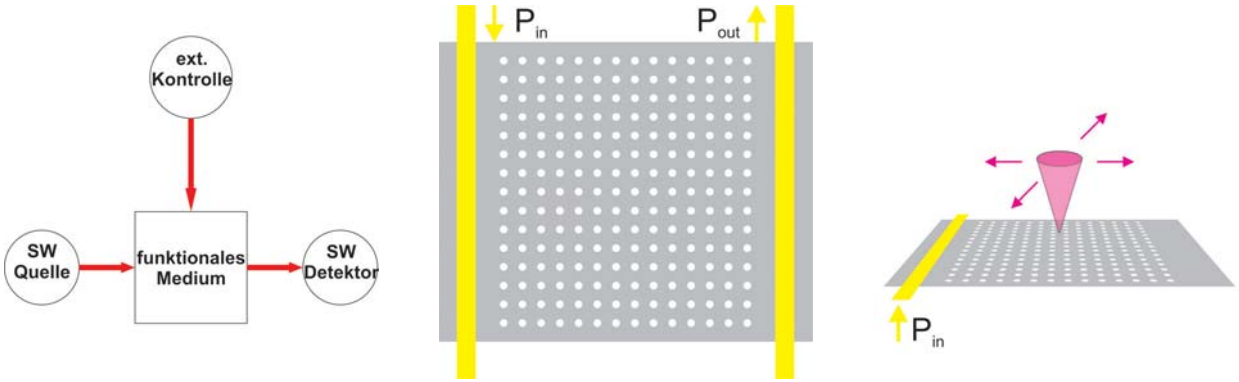
Da in senkrecht magnetisierten Materialien grundsätzlich erhebliche Streufelder auftreten und die Antidotgitterstrukturierung senkrecht zur Magnetisierungsrichtung erfolgt, wird ein kleinerer Einfluss auf diese Materialien erwartet und solche Antidotgitter fanden in der Literatur nur wenig Beachtung [42, 104, 112]. Lediglich Tripathy und Adeyeye [104] untersuchten zwei Antidotgitter mit relativ kleinen Löchern in senkrecht magnetisierten Materialien und fanden auch für diese Systeme eine Erhöhung des Koerzitivfelds durch die Nanostrukturierung. Antidotgitter mit weiteren Gitterparametern oder eine Aufklärung des mikroskopischen Mechanismus hinter der Koerzitivfelderhöhung blieben in der Literatur aus [30].

## 1.3 Antidotgitter als Realisierung Magnonischer Kristalle

Die Magnonik ist ein relativ junges und aktives Forschungsfeld und wurde in ihrer jetzigen Definition 2006 von Kruglyak *et al.* [52] begründet [48, 51, 56]. Im Allgemeinen beschäftigt sich die Magnonik mit der Beeinflussung und technologischen Nutzung von Spinwellen [51]. So kann ein magnonisches Bauelement konzeptionell in vier Komponenten zerlegt werden, was in Abbildung 1.2(a) schematisch dargestellt ist. Es besteht aus einer Spinwellenquelle, die Spinwellen erzeugt, die sich dann in ein funktionales Medium ausbreiten. Über einen externen Kontrollme-



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.




(a) (b) (c)

**Abbildung 1.2:** Schematische Darstellung von magnonischen Bauteilungen und ihrer Untersuchung. *(a)* zeigt das allgemeine Schema eines solchen Bauteils nach [51]. Dabei gibt es eine Spinwellenquelle (*input*) und einen Spinwellendetektor (*output*). Zwischen diesen beiden Komponenten werden die Spinwellen durch ein funktionales magnonisches Medium beeinflusst, das sich extern ansteuern lässt. *(b)* zeigt den schematischen Aufbau einer AESWS Messung bei der koplanare Wellenleiter als Spinwellenquelle und -detektor eingesetzt werden und die Veränderung der Spinwellenintensität und -frequenz beim Durchgang durch ein magnonisches Medium bestimmt werden kann. *(c)* zeigt das Schema einer optischen, zweidimensional rasternden Methode zur Detektion der Spinwellen. Dabei erfolgt die Anregung nach wie vor durch einen koplanaren Wellenleiter. Die Detektion erfolgt jedoch ortsaufgelöst im gesamten magnonischen Medium. Dadurch kann die Veränderung der Spinwelleneigenschaft beim Durchgang durch das magnonische Medium direkt abgebildet werden.



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

chanismus ist es möglich das funktionale Medium zu steuern. Abschließend gibt es einen Spinwellendetektor, der die Spinwellen nach der Beeinflussung durch das funktionale Medium detektiert [51].

Je nachdem wie das funktionale Medium ausgelegt ist, lassen sich verschiedene magnonische Bauteile realisieren [51]. Wird ein homogenes Medium eingesetzt, das ein statisches Potential für Spinwellen aufweist, arbeitet das Bauteil als Phasenschieber oder als Verzögerungsstrecke. Eine externe Ansteuerung des Mediums kann dann beispielsweise durch konstante äußere Magnetfelder erfolgen, die die Magnetisierung und damit das magnonische Potential verschieben [51]. Wird das funktionale Medium jedoch durch schnelle dynamische Magnetfelder verändert, können Bauteile realisiert werden, die als Frequenzschieber oder Verstärker für Spinwellen agieren [51, 93]. Ein funktionales Medium mit alternierendem Potential für Magnonen kann schließlich als geometrisches Interferenzsystem oder Spinwellenfilter eingesetzt werden [51].

Antidotgitter sind eine Umsetzung eines solchen Mediums mit periodisch alternierendem Potential für Spinwellen [48]. Ein solches Metamaterial für Spinwellen wird in Analogie zu photonischen Kristallen magnonischer Kristall genannt [48, 51]. Da bei nanoskaligen Antidotgittern der Lochabstand $a$ die selbe Größenordnung wie die Wellenlänge $\lambda$ haben kann, kann es zur Bildung einer Bandlücke kommen, was durch Bragg-Reflektion oder andere Konzepte für periodische Medien beschrieben werden kann [48]. Aufgrund des komplexen und anisotropen Dispersions- und Ausbreitungsverhaltens der Spinwellen muss es jedoch nicht zwangsläufig zur Bildung einer Bandlücke in magnonischen Kristallen kommen [48].

Experimentell kommen bei der Untersuchung magnonischer Systeme im Wesentlichen integrale Mikrowellentechniken wie ferromagnetische Resonanz (FMR) mit *Vector Network Analyzer* (VNA) oder *All Electrical Spin Wave Spectroscopy* (AESWS) zum Einsatz, was schematisch in Abbildung 1.2(b) illustriert ist [56]. Dabei dienen koplanare Wellenleiter als Spinwellenquellen und -detektoren. So können die Absorption, Reflektion und Transmission des untersuchten magnonischen Mediums bestimmt werden [56]. Durch den Einsatz moderner VNA kann dabei in sehr kurzer Zeit ein großer Parametersatz an Frequenzen und Magnetfeldern untersucht werden. Aus diesen Daten lässt sich dann die feld- und frequenzabhängige Zustandsdichte für Spinwellen in einem magnonischen Kristall gewinnen [56]. Da bei diesen elektrischen Charakterisierungsmethoden lediglich die Eingangs- und Ausgangsleistung verglichen wird, liefern diese Messungen keine Informationen über die laterale Verteilung der Spinwellen im magnonischen System. Um die Lokali-



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

sierung der Spinwellen im magnonischen Medium oder den Mechanismus der Veränderung der Spinwellen zu ermitteln, sind begleitende mikromagnetische Simulationen notwendig [48, 56]. Mit dieser Kombination aus Experiment und Simulation haben verschiedene Gruppen [57, 69, 70] bestätigt, dass es in nanoskaligen Antidotgittern tatsächlich zur Ausbildung einer Bandstruktur mit Bandlücken kommen kann.

Eine Erweiterung durch direkte lokale Abbildung sind optische, zweidimensional rasternde Methoden zur Spinwellendetektion, was schematisch in Abbildung 1.2(c) gezeigt ist. Dies sind beispielsweise zeitaufgelöstes MOKE oder *Brillouin Light Scattering* (BLS), wobei erstere eine Messung im Realraum und letztere im Impulsraum ist, d. h. das bei BLS keine Information über die Phase der Spinwellen gewonnen wird [56]. Pechan *et al.* [78] konnten mit MOKE-Messungen die Vorhersagen aus Simulationen bestätigen, dass es in Antidotgittern propagierende und stark lokalisierte Moden für Spinwellen gibt. Ähnliches gelang anderen mittels BLS [100]. Obwohl aus der Information über die zweidimensionale Verteilung der Spinwellen Schlüsse über deren Charakteristik gezogen werden können, sind diese durch Verwendung von sichtbarem Licht in ihrer Auflösung eingeschränkt [56]. Insbesondere bei nanoskaligen Antidotgittern, bei denen die Resonanzen im technologisch relevanten GHz-Bereich liegen, reicht die Auflösung von 300 nm nicht aus.



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

# Teil II

# Grundlagen



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

# 2 Theoretische Grundlagen

Im nachfolgenden Kapitel wird eine kurze Übersicht über die theoretischen Grundlagen gegeben, auf denen die Diskussion der in Teil III besprochenen Ergebnisse aufbauen. Dabei liegt besonderes Augenmerk auf der Frustration von magnetischen Momenten, FORC und den grundlegenden Anregungsgeometrien von Spinwellen.

## 2.1 Magnetostatik

Die Magnetostatik beschreibt die räumliche Verteilung stationärer Magnetfelder. Hier fokussiert sich die einführende Besprechung der Grundlagen auf wenige Details, die in der späteren Diskussion der Ergebnisse dieser Arbeit Relevanz finden. Dies sind insbesondere die verschiedenen Energiebeiträge im Ferromagneten, deren Minimierungen teilweise im kompetitiven Wechselspiel stehen, was sich in den in Teil III besprochenen Phänomenen widerspiegelt. Für ausführliche Einführungen in die spannende Thematik des Magnetismus an die Literatur [25, 50, 98] verwiesen.

### Austauschwechselwirkung

Die Austauschwechselwirkung oder Austauschenergie hat eine erhebliche Bedeutung für den Ferromagnetismus, da sie für die bevorzugt parallele Ausrichtung benachbarter Spins verantwortlich ist. Sie ist eine quantenmechanische Konsequenz aus dem Pauli Prinzip und ist für die spontane Magnetisierung ferromagnetischer Materialien verantwortlich [25, 50]. Die Austauschwechselwirkung wird häufig anhand mit einem effektiven Hamiltonoperator

$$\mathcal{H} = -\sum_{ij} J_{ij} S_i \cdot S_j \tag{2.1}$$

mit der Austauschkonstanten $J_{ij}$ und den benachbarten Spins $S$ beschrieben [25]. Für $J > 0$ kommt es zu einer parallelen Ausrichtung benachbarter Spins und ferromagnetischer Ordnung, für $J < 0$ zu einer antiparallelen Ausrichtung und antifer-



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

romagnetischer Ordnung. Die Reichweite der Austauschwechselwirkung ist jedoch relativ kurz, so dass nur wenige Nachbarn berücksichtigt werden müssen [25, 50].

### Zeeman-Wechselwirkung

Die Zeeman-Energie beschreibt die Wechselwirkung zwischen einem magnetischen Moment $m$ und einem Feld $H$, wobei sie dann minimal ist, wenn $m$ und $H$ parallel ausgerichtet sind. Dies lässt sich auch in einem Hamiltonoperator

$$\mathcal{H} = -\mu_0 \cdot m \cdot H \tag{2.2}$$

ausdrücken, wobei $\mu_0$ die Vakuumpermeabilität ist [98]. Letztendlich bewirkt die Zeeman-Wechselwirkung die parallele Ausrichtung der Magnetisierung zu einem äußeren magnetischen Feld [25, 98].

### Dipol-Dipol-Wechselwirkung

Die magnetischen Momente $m$ erzeugen selbst ein Feld, das auf benachbarte magnetische Momente wirkt. Diese gegenseitige Wechselwirkung ist die Dipol-Dipol-Wechselwirkung, deren Energie $E$ sich bei einem Abstand $r$ als

$$E = \frac{\mu_0}{4\pi r^3}\left(m_1 \cdot m_2 - \frac{3}{r^2}\left(m_1 \cdot r\right)\left(m_2 \cdot r\right)\right) \tag{2.3}$$

ausdrücken lässt [25]. Die Stärke dieser Wechselwirkung hängt also vom Abstand und der Orientierung der beiden magnetischen Dipole zueinander ab. Die Dipol-Dipol-Wechselwirkung ist zwar erheblich schwächer als die Austauschwechselwirkung, kann aber in bestimmten Systemen eine dominante Rolle spielen [25].



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

### Magnetische Ladung

Die magnetische Flussdichte $B$, das magnetische Feld $H$ und die Magnetisierung $M$ sind über

$$B = \mu_0 \cdot (H + M) \tag{2.4}$$

miteinander verknüpft, wobei $\mu_0$ die Vakuumpermeabilität ist [25, 98]. Da $M$ nur in einem magnetisierbaren Material existieren kann und $B$ divergenzfrei nach

$$\nabla \cdot B = 0 \tag{2.5}$$

ist, gibt es am Rand einer magnetisierbaren Probe Quellen und Senken von $H$ [98]. Dies ist schematisch in Abbildung 2.1 skizziert. Diese Quellen und Senken von $H$ lassen sich auch als magnetische Ladungen betrachten, von denen zum einen ein Streufeld $H_s$ nach außen ausgeht und die im Inneren des Materials ein Entmagnetsierungsfeld $H_d$ erzeugen [98]. Das Entmagnetisierungsfeld wirkt dem äußeren Feld entgegen und reduziert die Magnetisierung [25, 98]. Die Erzeugung des Streufelds, oder die Trennung magnetischer Ladungen, erfordert das Aufbringen der Streufeldenergie $E_d$ [98].

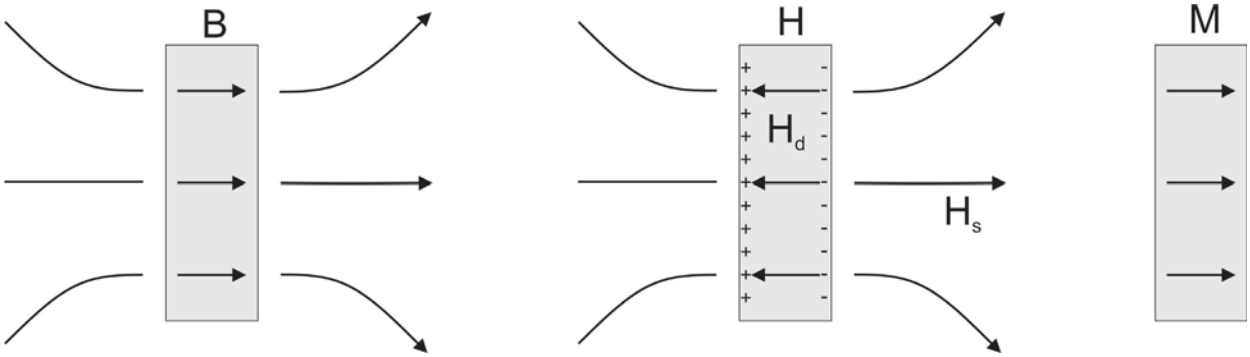



**Abbildung 2.1:** Schematische Darstellungen der $B$-, $H$- und $M$-Felder in einem magnetisierbaren Material nach [98]. Das $B$-Feld ist quellenfrei, das $M$-Feld existiert nur im Material und das $H$-Feld lässt sich in ein Streufeld $H_s$ (außerhalb des Materials) und ein Entmagnetisierungsfeld $H_d$ zerlegen. Das $H$-Feld besitzt demnach Quellen und Senken wodurch eine entsprechende magnetische Ladung formuliert werden kann [98].



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

### Formanisotropie

Aus der vorhergehenden Überlegung zu magnetischen Ladungen, Entmagnetisierungs- und Streufeldern wird offensichtlich, dass deren Minimierung energetisch günstig ist. Daraus resultiert auch die Formanisotropie, die in Abbildung 2.2 illustriert ist. Bei einer magnetisierbaren Probe, die in verschiedene Richtungen unterschiedliche Dimensionen aufweist, sind die Entmagnetisierungsfelder nicht in alle Richtung gleich [25, 98]. Das Entmagnetisierungsfeld ist kleiner, wenn wenig magnetische Ladung an der Oberfläche vorhanden ist (kleine Fläche) und diese magnetische Ladung weit voneinander entfernt ist (große Materiallänge) [25, 98]. Die Formanisotropie ist insbesondere bei dünnen Filmen relevant, in denen wenige nm Dicke mehreren $mm^2$ Fläche gegenüber stehen. Dies führt dazu, dass für dünne magnetische Filme meistens eine in der Ebene liegende Magnetisierung begünstigt wird [25, 98].

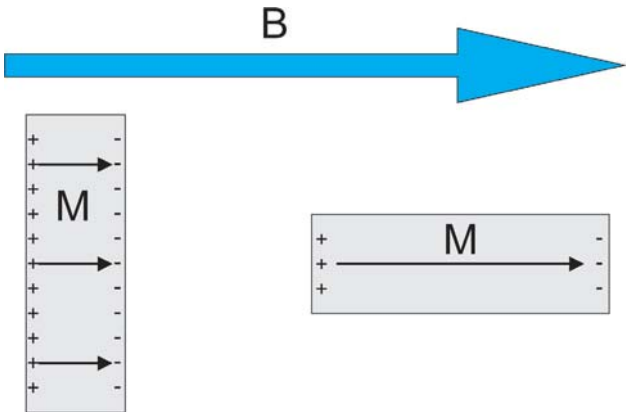


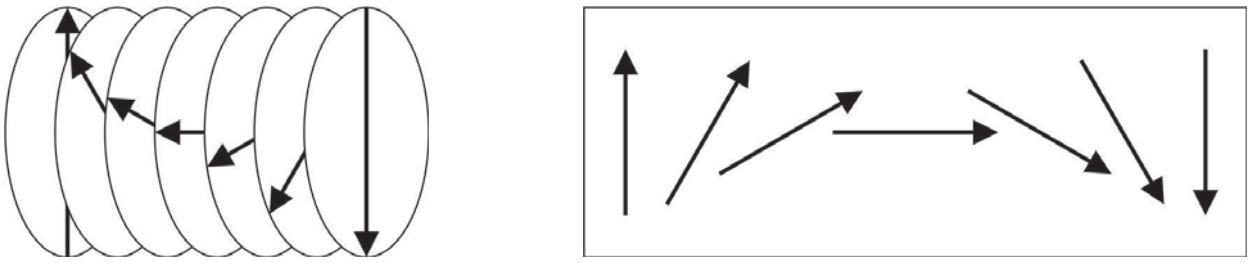

**Abbildung 2.2:** Veranschaulichung der Formanisotropie durch magnetische Ladungen am Rand einer anisotropen Probe nach [98]. Verläuft die Magnetisierung entlang der langen Richtung sind die magnetische Ladung und das Entmagnetisierungsfeld klein, verläuft sie entlang der kurzen Richtung sind die magnetische Ladung und das Entmagnetisierungsfeld groß. Die Magnetisierung liegt demnach präferentiell entlang der langen Richtung. Bei einem magnetischen Dünnfilm entspricht dies einer Bevorzugung einer Magnetisierung in der Filmebene [25, 98].



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

### Bloch- und Néel-Domänenwände

Obwohl in ferromagnetischen Materialien eine parallele Ordnung der magnetischen Momente begünstigt ist, muss diese Ordnung nicht über die gesamte Probe reichen, sondern kann auch auf lokale Domänen beschränkt sein [25]. Ist die Streufeldenergie größer als die Austauschenergie zerfällt die ferromagnetische Ordnung in Domänen [98]. Zwischen zwei benachbarten Domänen existiert eine Domänenwand, in der die Magnetisierung von der Orientierung der einen Domäne zu der der anderen rotiert. Diese Rotation kann entweder in einer Parallelebene der Domänenwand (Bloch-Typ) oder in einer Ebene senkrecht zur Domänenwand (Néel-Typ) erfolgen [25]. Diese zwei Domänenwandtypen sind in Abbildung 2.3 skizziert. In Volumenproben treten meist Domänenwände vom Bloch-Typ auf, da sie hier zu einer Reduktion der Streufelder führen. Dahingegen treten in Dünnfilmen typischerweise Domänen vom Néel-Typ mit einer Rotation der Magnetisierung in der Filmebene auf. Dadurch werden entgegen der Formanisotropie gerichtete Magnetisierungskomponenten und Streufelder aus dem Film heraus vermieden [25].



**(a)** **(b)**

**Abbildung 2.3:** Schematische Zeichnung der Magnetisierungsdrehung durch eine Domänenwand vom *(a)* Bloch- und *(b)* Néel-Typ nach [25]. Während Domänenwände des Bloch-Typs in Volumenproben zu einer Minimierung der Streufelder führen ist der Néel-Typ in Dünnfilmen wegen der Formanisotropie begünstigt, da die Rotation in der Filmebene erfolgen kann [25].

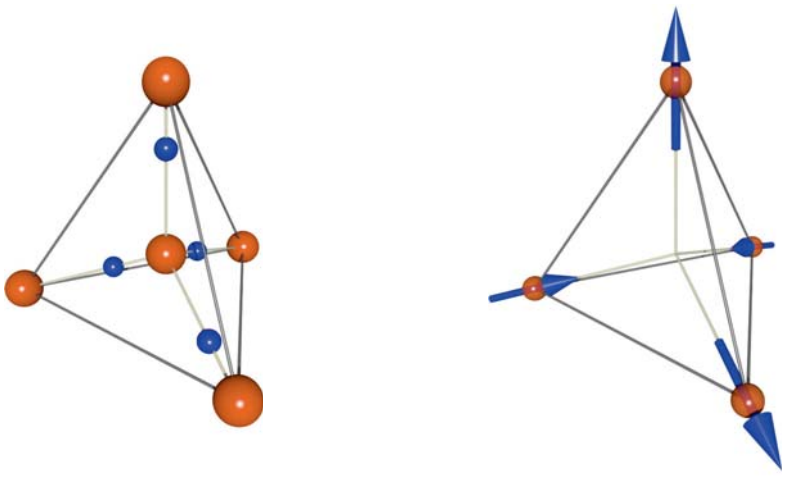


Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

## 2.2 Geometrische Frustration

Frustration tritt in vielen physikalischen Systemen mit konkurrierenden Wechselwirkungen auf, die nicht alle gleichzeitig befriedigt werden können [71]. Daraus ergeben sich entartete Grundzustände und eine Reduzierung der Ordnung in diesen Systemen [71]. Ein klassisches Beispiel hierfür ist Wassereis, für das Pauling [76] die so genannte Eisregel aufstellte [71]. Im Eiskristall ist das Sauerstoffatom eines $H_2O$-Moleküls über Protonen mit vier benachbarten Sauerstoffatomen verbunden, wobei die Protonen nicht in der Mitte zwischen zwei Sauerstoffatomen lokalisiert sind, sondern näher zu einem der beiden gebunden sind [71]. Im Grundzustand sind dann zwei Protonen nah und zwei fern an einem Sauerstoffatom gebunden, was in Abbildung 2.4(a) schematisch veranschaulicht ist. Ein solcher Zustand erfüllt die so genannte Eisregel und ist vielfach entartet [71].

Ein magnetisches Analogon sind bestimmte ferromagnetische Pyrochlore, wie z. B. $Ho_2Ti_2O_7$, die wie Wassereis eine tetragonale Gitterstruktur der Holmiuma-



**(a)** **(b)**

**Abbildung 2.4:** Schematische Darstellung der intrinsischen geometrischen Frustration in Kristallstrukturen von *(a)* Wassereis, bei dem zwei Wasserstoffatome (blau) nah oder fern am zentralen Sauerstoffatom (rot) gebunden sind und *(b)* dem ferromagnetischen Spineis $Ho_2Ti_2O_7$, bei dem nicht alle Spins parallel ausgerichtet werden können nach [71].



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

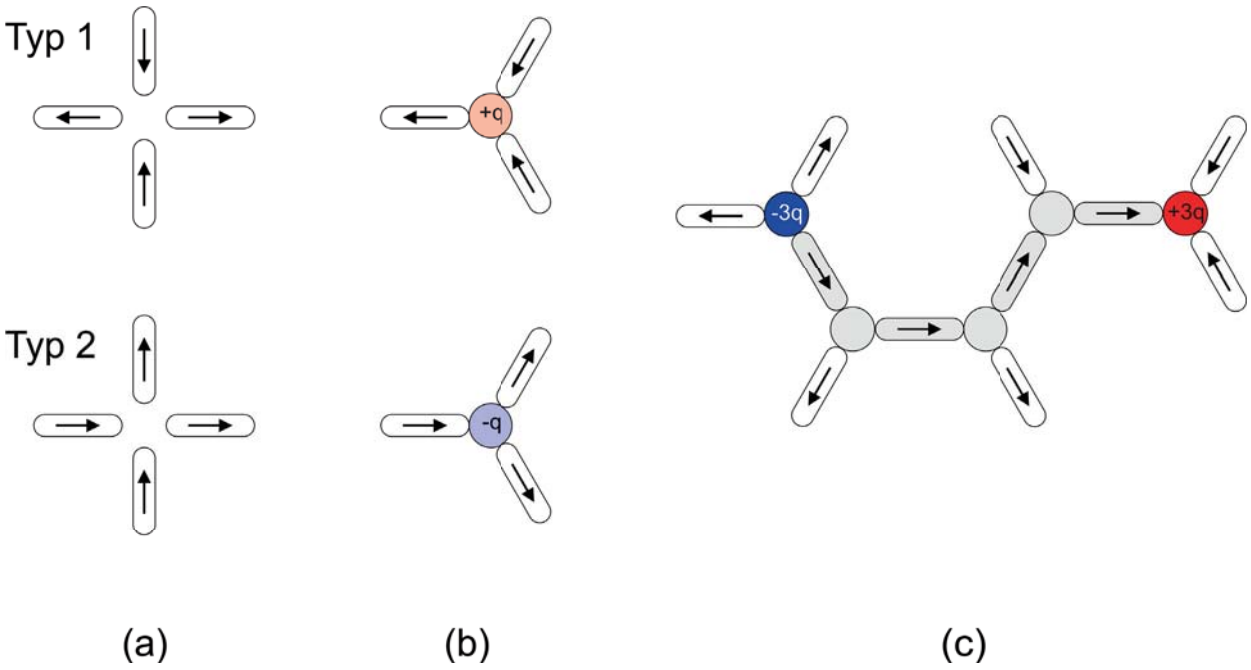



**Abbildung 2.5:** Beispiele künstlicher Spinsysteme in schematischer Darstellung der Makrospins nach [63, 71]. In *(a)* quadratischen Gitter ist der Grundzustand vielfach entartet (hier sind 2 von 16 möglichen Makrospinorientierungen gezeigt) und neutral, während in *(b)* Kagome-Gittern eine magnetische Ladung $\pm q$ im Knoten dreier Makrospins auftritt. Des Weiteren tritt in Kagome-Gittern eine *(c)* Monopolanregung mit räumlich voneinander getrennten Paaren von Monopolen und Antimonopolen (Knoten mit einer magnetischen Ladung von $\pm 3q$) auf.

tome besitzen, die magnetische Momente tragen, die entweder in das Zentrum des Tetraeders oder aus dem Zentrum heraus zeigen können [33, 71]. Geometrisch ist dies dieselbe Konfiguration wie in Wassereis und nicht alle Spins können gleichzeitig parallel orientiert sein [71]. Im Grundzustand zeigen immer zwei Spins in das Zentrum und zwei aus dem Zentrum des Tetraeders heraus, was schematisch in Abbildung 2.4(b) gezeigt ist; die Eisregel wird also von diesem Spinsystem erfüllt und man spricht von einem Spineis [71].

Diese geometrische Frustration kann auch in künstlichen nanostrukturierten Systemen realisiert werden. Durch eine starke Formanisotropie in diesen Nanostrukturen kann in dünne, magnetische Inseln ein Eindomänenzustand mit einer bestimmten leichten Richtung eingeprägt werden, der sich wie ein einzelner Ma-



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

krospin verhält und über die Dipol-Dipol-Wechselwirkung mit seinen Nachbarn interagiert [71]. Eine Abwandlung der Umsetzung aus Inseln als einzelne Stabmagnete ist ein durchgängiger Film, in dem die Nanostrukturierung Domänenwände in bestimmte Positionen zwingt. Diese Domänen agieren dann als Makrospins [31]. Durch geschickte Anordnung dieser Makrospins lässt sich ein künstliches frustriertes magnetisches System erzeugen. Dies bietet den Vorteil, dass die Geometrie und die Frustration in weiten Grenzen frei einstellbar sind und sich die magnetischen Freiheitsgrade direkt abbilden lassen [71]. Diese künstlichen Systeme sind jedoch auf zwei Dimensionen beschränkt, weshalb vier Spins kein frustriertes System bilden, da die Wechselwirkung zwischen 90°- und 180°-Nachbarn nicht identisch ist [37]. Daher existieren 16 Makrospinkonfigurationen, die zu einem nicht frustrierten Grundzustand führen von denen zwei Beispiele in Abbildung 2.5(a) skizziert sind. In einem Kagome-Gitter, in dem drei Makrospins auf einen Kreuzungspunkt zeigen, kommt es hingegen mit einer angepassten Eisregel (zwei rein, einer raus oder einer rein, zwei raus) zu einem entarteten frustrierten Grundzustand, der in Abbildung 2.5(b) schematisch dargestellt ist [71].

Da in einem Kagome-Gitter in einem Kreuzungspunkt eine ungerade Anzahl von Makrospins aufeinander treffen, werden ihre Streufelder nicht kompensiert und von dem Knoten geht ein netto Streufeld aus, das als magnetische Ladung betrachtet werden kann [71]. Je nachdem ob zwei oder ein Makrospins in den Kreuzungspunkt hinein zeigen beträgt diese magnetische Ladung $+q$ bzw. $-q$ [71]. Wenn in einem Kreuzungspunkt die Eisregel nicht erfüllt wird, kommt es zu einer Akkumulation von magnetischen Ladungen $\pm 3q$, was in Abbildung 2.5(c) skizziert ist [63]. Diese Anhäufungen magnetischer Ladung treten in Paaren auf und können als magnetische Monopole und Antimonopole angesehen werden, auch wenn es sich nicht um Monopole im Diracschen Sinne handelt [63, 71].

## 2.3 First-Order Reversal Curves

Die Messung von Hysteresen zur Bestimmung magnetischer Eigenschaften ist ein weit verbreitetes und unersätzliches Verfahren. Sie erlauben Zugang zu den gemittelten magnetischen Kenngrößen, wie z. B. der remanenten Magnetisierung und des Koerzitivfelds [27]. FORC Messungen bieten hingegen einen Ansatz, alle mikroskopischen Magnetisierungszustände eines Systems zu erfassen ohne deren laterale Auflösung zu erfordern [7, 29, 30]. Dazu werden irreversible Ummagnetisierungsprozesse in dem System nach ihrem Koerzitivfeld $H_c$ und ihrem Interaktionsfeld



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

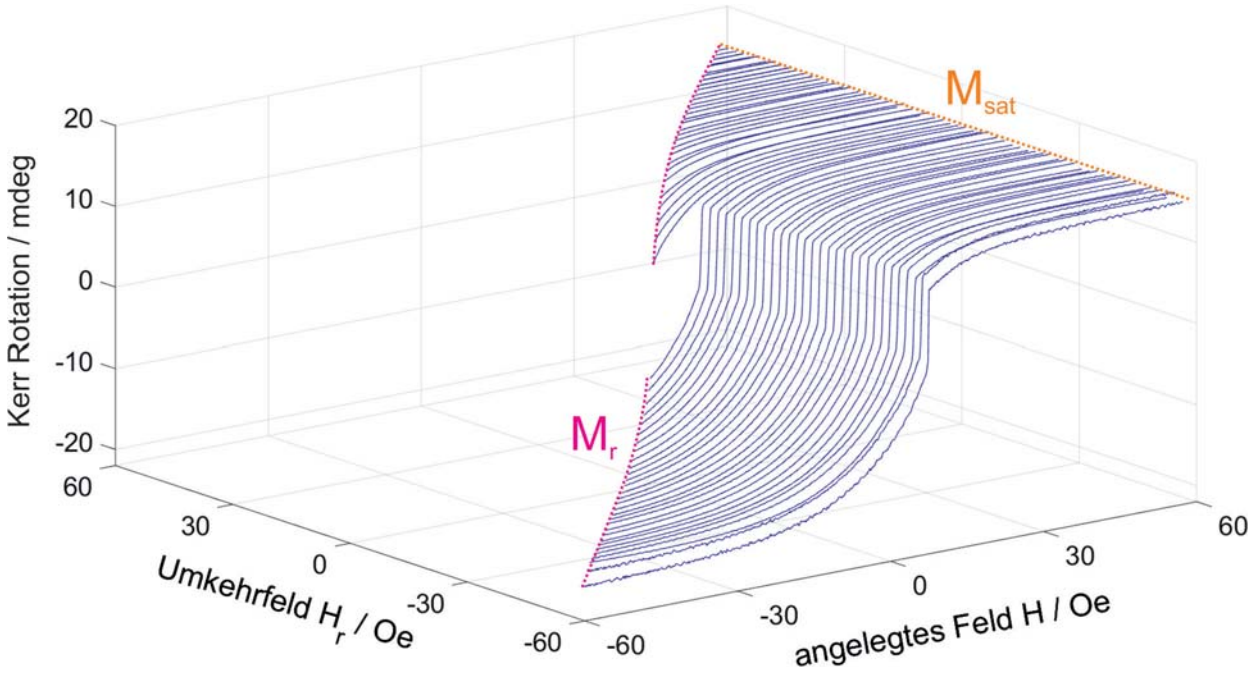



**Abbildung 2.6:** Beispielsatz von Nebenhysteresen bei 61 verschiedenen Umkehrfeldern $H_r$ mit einem Abstand $\Delta H_r = 2\,\mathrm{Oe}$. Zusätzlich sind die Magnetisierungen $M_r$ beim Umkehrfeld (entspricht dem absteigenden Ast der Hysterese) und die Sättigungsmagnetisierung $M_{\mathrm{sat}}$ hevor gehoben. Nachdruck aus [27].

$H_u$ aufgetrennt [27]. Nachdem insbesondere geomagnetische Untersuchungen [34, 67, 88] von diesem magnetischen Auflösungsvermögen profitierten, wurden FORC Messungen auch vermehrt für Untersuchungen von Dünnschichtsystemen [17] und magnetischen Nanostrukturen [8, 20, 29, 30] eingesetzt.

Um diese magnetische Auftrennung zu erreichen, wird anstatt einer einzelnen Hysterese eine Vielzahl von Nebenhystersen, die bei verschiedenen Umkehrfeldern $H_r$ beginnen, benötigt [7, 29]. Dies ist exemplarisch in Abbildung 2.6 dargestellt. Für jede Nebenhysterese beginnt die Messung beim Sättigungsfeld $+H_{\mathrm{sat}}$, das Feld wird anschließend bis zum gewählten Umkehrfeld $H_r$ reduziert, um ab diesem Punkt die eigentliche Nebenhysterse $M\,(H,H_r)$ in geeigneten Feldschritten von $H_r$ bis $+H_{\mathrm{sat}}$ zu messen [27]. Aus diesem Satz von Nebenhysteresen kann die FORC-Dichte, eine zweidimensionale Verteilungsfunktion,

$$\rho\,(H,H_r) = -\frac{1}{2}\frac{\partial^2 M\,(H,H_r)}{\partial H \partial H_r}\,(H > H_r) \tag{2.6}$$



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

berechnet werden [27]. Um die FORC-Dichte als physikalisch interpretierbare Funktion von Koerzitiv- $H_c$ und Interaktionsfeld $H_u$ zu erhalten, ist eine Achsentransformation der Messachsen $H$ und $H_r$ entsprechend

$$H_c = \frac{1}{2}(H - H_r) \tag{2.7}$$

und

$$H_u = \frac{1}{2}(H + H_r) \tag{2.8}$$

notwendig, was einer Drehung um 45°und Ausdehnung der Koordinaten entspricht [22, 27, 34]. Da jede Nebenhysterese bei ihrem jeweiligen $H_r$ beginnt, existiert die FORC-Dichte für $H < H_r$ nicht. Daraus ergibt sich, dass die FORC-Dichte nach der Achsentransformation nur für Werte $H_c > 0$ existiert [27]. Einige Beispiele anschaulicher FORC-Diagramme sind in Kapitel 6 beschrieben. Da wegen der gemischten partiellen Ableitung in Gleichung (2.6) reversible Magnetisierungsänderungen zu keiner FORC-Dichte führen, erhält man durch Reintegration der FORC-Verteilung

$$\iint\limits_{H>H_r} \rho(H,H_r)\, dH\, dH_r \neq M_{\text{sat}} \tag{2.9}$$

nicht die vollständige Sättigungsmagnetisierung [27]. Über den so genannten Reversibilitätsfaktor $\eta$

$$\eta(H_r) = \frac{\chi_{\text{FORC}}}{\chi_{\text{Hyst}}}, \tag{2.10}$$

dem Quotienten der Suszeptibilität der Nebenhysterese $\chi_{\text{FORC}}$ und der Haupthysterese $\chi_{\text{Hyst}}$ bei einem gegebenen Umkehrfeld $H_r$, lässt sich jedoch ein Teil der Information über reversible Prozesse zurück gewinnen [6, 29]. Für $\eta = 1$ sind die Suszeptbilitäten identisch, d. h. bei diesem Feld finden lediglich reversible Vorgänge statt, und für $\eta = 0$ sind die Prozesse vollständig irreversibel.

Die Interpretation von FORC Diagrammen basiert auf dem 1935 von Preisach aufgestellten skalaren Hysteresemodell [84]. Ein irreversibler Ummagnetisierungsvorgang wird dabei als fundamentales Hysteron verstanden, das durch seine Breite (Koerztivfeld $H_c$) und seine Verschiebung (Interaktionsfeld $H_u$) charakterisiert wird, wie es schematisch in Abbildung 2.7 dargestellt ist. Durch Überlagerung vieler dieser Hysterone, der so genannten Preisach-Verteilung, lässt sich dann eine beliebige Hysterese modellieren [7, 84]. Darauf aufbauend beschrieb Maygeroyz 1986



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

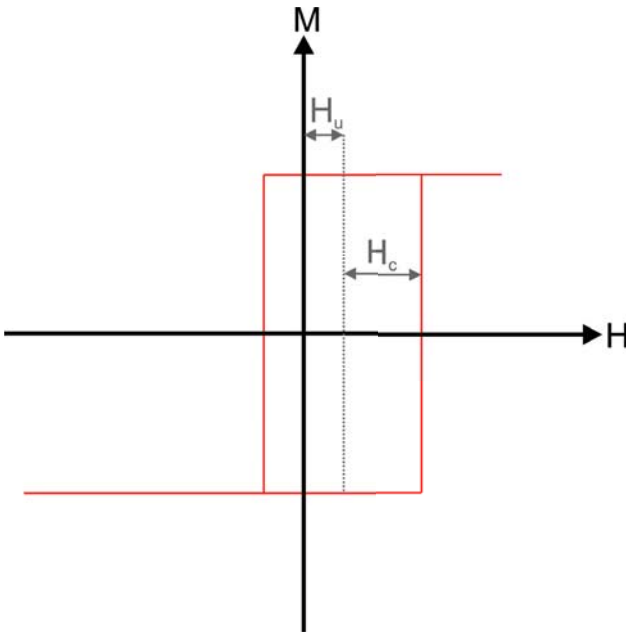



**Abbildung 2.7:** Grundlegendes Hysteron des sklaren Hysteresemodells, das durch die Breite der Hysterese (Koerzitvfeld $H_c$) und die Verschiebung der Hysterese (Interaktionsfeld $H_u$) charakterisiert wird [84].

einen FORC-Ansatz unter dem Namen *first-order transition curves* als einen möglichen experimentellen Zugang zu dieser Verteilung [60, 61]. Eine FORC-Verteilung muss jedoch zwei Kriterien erfüllen, um direkt als Preisach-Verteilung von Hysteronen interpretiert werden zu können:

**Auslöschungskriterium (*wiping-out property*):** dieses Kriterium fordert, dass ein Feld $H^\star > H_u + H_c$ oder $H^\star < H_u - H_c$ zu einem Magnetisierungszustand führt, in dem keine intermediäre Struktur des irreversiblen Prozesses mit $H_c$ und $H_u$ erhalten bleibt. Dies entspricht der Forderung, dass der Magnetisierungszustand bei dem Feld $H^\star$ unabhängig von der Vergangenheit der Magnetisierung ist. Dieses Kriterium wird in den meisten Fällen erfüllt [60, 61].

**Kongruenzkriterium (*congruency property*):** bei diesem Kriterium wird gefordert, dass $M\left(H_r^I\right) = M\left(H_r^{II}\right)$ nach einem Zyklus $H_r \rightarrow H^\star \rightarrow H_r$ gilt, also dass *Second-Order Reversal Curve* (SORC) und FORC kongruent sind. Dieses Kriterium wird jedoch in den meisten Fällen nicht erfüllt [60, 61, 80]. Insbesondere stark gekoppelte Partikel mit großen Interaktionsfeldern



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

oder einer Interaktionsfeldverteilung, die von reversibel ummagnetisierenden Partikeln geprägt wird, können zu einer großen Inkongruenz von FORC und SORC führen [96].

Da reale Systeme typischerweise nicht beide Kriterien erfüllen, ist eine physikalische Interpretation der FORC-Verteilung als intuitiv verständliche Preisach-Verteilung nur mit Einschränkungen möglich [8, 19, 20, 29, 80]. Insbesondere in der geomagnetischen Forschung, in der häufig inhomogene Vielkomponentensysteme betrachtet werden, hat sich durchgesetzt, die FORC-Verteilung als experimentellen Fingerabdruck eines magnetischen Systems anzusehen [80]. Zwar sind FORC-Verteilungen nicht trivial zu interpretieren, bieten jedoch eine Vielzahl von quantitativen Informationen, die über einen bloßen Fingerabdruck hinaus gehen [7, 19, 20, 29, 30]. So lässt sich die Schaltfeldverteilung grundsätzlich aus FORC-Messungen entnehmen, die Aufteilung in eine Koerzitivfeld- und eine Interaktionsfeldverteilung ist jedoch nicht immer direkt möglich [19, 20]. Zum einen können Umschaltvorgänge einzelner Komponenten mehrfach in der FORC-Verteilung auftreten und zum anderen kann, bei einem System mit weich- und hartmagnetischen Komponenten, eine Koerzitivfeldverteilung in eine Interaktionsfeldverteilung bei dem niedrigsten Koerzitivfeld übertragen werden [19, 20]. Daher ist eine unabhängige Interpretation der mikroskopischen Ummagnetisierungsprozesse und der physikalischen Bedeutung der aus FORC-Messungen gewonnen $H_c$- und $H_u$-Werte eine große Herausforderung [19, 29]. Dies ist insbesondere ein Problem wenn die Schaltfeldverteilungen mehrerer Prozesse aufgrund fehlender Feldauflösung überlappen und nicht mehr eindeutig getrennt werden können [8, 29].

## 2.4 Spinwellen

Spinwellen oder Magnonen sind Anregungen von gekoppelten magnetischen Momenten im Festkörper und stellen eine Störung der geordneten Ausrichtung der magnetischen Momente dar [95]. Dies entspricht einer Auslenkung der Momente aus der Ruheposition, die zu einer Präzessionsbewegung führt [98]. Aufgrund der Kopplung der benachbarten Momente variiert die Phase dieser Präzessionsbewegung entlang einer Kette von Momenten [95, 98]. Dies ist in Abbildung 2.8 veranschaulicht. Betrachtet man die Projektion der Magnetisierung auf eine Richtung senkrecht zur Ruhelage ist eine Amplitudenmodulation dieser Magnetisierungskomponente zu beobachten [98]. Die Drehmomente, die zur Präzessionsbewe-



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

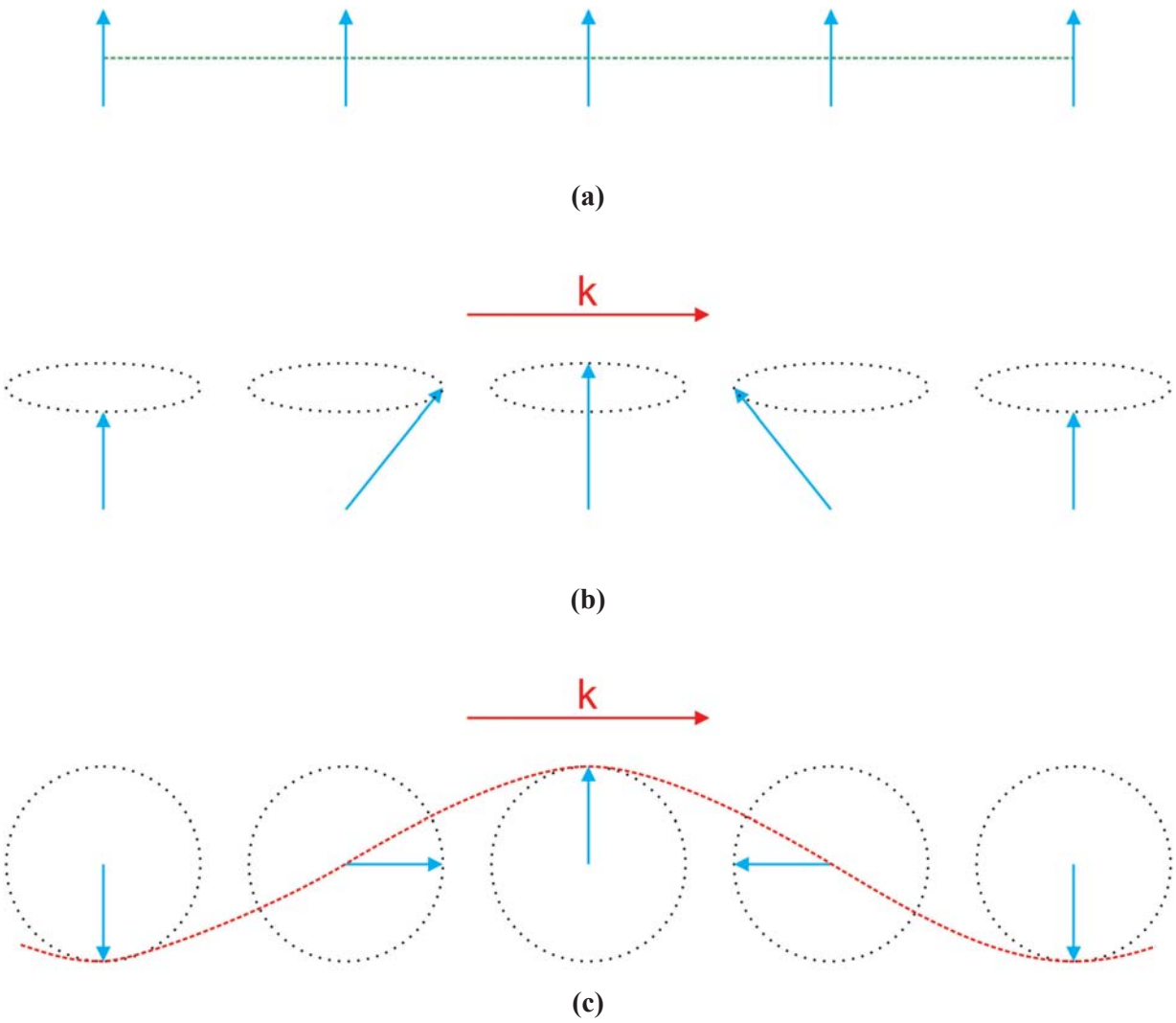



**Abbildung 2.8:** Skizze zur Veranschaulichung von Spinwellen nach [75, 95]. Zwischen den Spins (blau) besteht *(a)* eine Wechselwirkung (grün), die eine Phasenbeziehung zwischen Nachbarn herstellt. Eine *(b)* Auslenkung der Spins aus der Ruheposition führt zu einer Präzessionsbewegung, die sich entlang der Reihe von Spins ausbreitet. In *(c)* der Aufsicht senkrecht zur Ruhelage kann diese Präzession als Spinwelle (rot) dargestellt werden [95, 98].



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

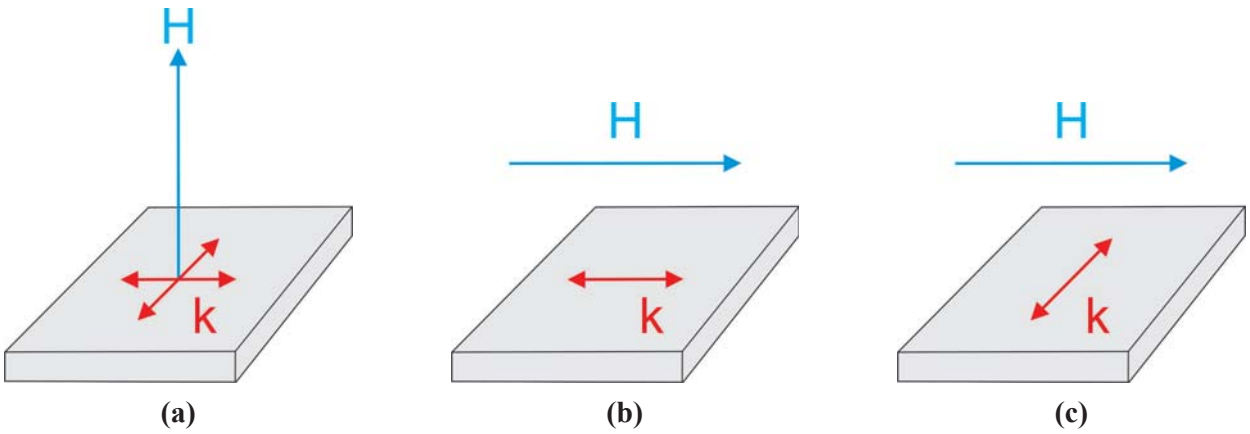



**Abbildung 2.9:** Skizzen der Ausbreitungsrichtungen von *(a) Forward Volume* Spinwellen, *(b) Backward Volume* Spinwellen *(c)* Damon-Eshbach Spinwellen in einem dünnen magnetischen Film nach [95].

gung der magnetischen Momente führen, werden zum einen von der Dipol-Dipol-Wechselwirkung und zum anderen von der Austauschwechselwirkung hervorgerufen. Bei kurzen Wellenlängen $\lambda$, die kürzer als die Austauschlänge $l_{ex}$ sind ($\lambda < l_{ex}$), dominiert die Austauschwechselwirkung und man beobachtet so genannte austauschdominierte Spinwellen. Bei langen Wellenlängen ($\lambda > l_{ex}$) dominiert die Dipol-Dipol-Wechselwirkung und man spricht von so genannten dipoldominierten oder magnetostatischen Spinwellen [95].

Bei magnetostatischen Spinwellen in Dünnfilmen werden je nach Geometrie des Magnetfelds $H$ und des Wellenvektors $k$ der Spinwellen drei grundsätzliche Spinwellentypen unterschieden: *Forward Volume* Spinwellen (FVSW) bei denen $H$ senkrecht zur Oberfläche steht und die Spinwellen sich in der Filmebene ausbreiten ($H \perp k$); *Backward Volume* Spinwellen (BVSW) bei denen $H$ in der Filmebene angelegt ist und die Spinwellen sich parallel dazu ausbreiten ($H \parallel k$); und schließlich Damon-Eshbach Spinwellen (DE), bei denen $H$ ebenfalls in der Filmebene angelegt ist, die Spinwellen sich jedoch senkrecht dazu ausbreiten ($H \perp k$) [95]. Während FVSW- und BVSW-Moden im gesamten Probenvolumen auftreten sind DE-Moden an den Filmoberflächen lokalisiert [56, 95]. Zusätzlich können in magnetischen Dünnfilmen *Perpendicular Standing* Spinwellen (PSSW) auftreten; dies sind senkrecht zur Filmoberfläche stehende Spinwellen [56]. Insbesondere in nicht unendlich homogenen Proben sind die Dispersionsrelationen dieser oft überlagerten Moden nicht trivial, was zur Ausbildung komplexer magnonischer Bandstrukturen und anisotropem Verhalten führt [48, 56].



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

# 3 Experimentelle Grundlagen

Nachfolgend werden die experimentellen Grundlagen der wichtigsten Methoden, die im Rahmen dieser Arbeit Anwendungen fanden, kurz besprochen. Dabei liegt der Fokus insbesondere auf Methoden die einer Bildgebung mit magnetischem Kontrast dienen.

## 3.1 Magneto-Optischer Kerr-Effekt

Magneto-optische Messungen gehören zu den klassischen Magentometriemethoden. Bei diesen Messungen wird linear polarisiertes Licht durch eine magnetische Probe transmittiert (Farraday-Effekt) oder an dieser reflektiert (Kerr-Effekt) und die Rotation der Polarisationsebene des transmittierten bzw. reflektierten Lichts um den sogenannten Kerr-Winkel $\Theta_k$ gemessen [90]. Die Drehung der Polarisationsebene ist dabei proportional zur Magnetisierung der Probe. Bereits 1877 wurde MOKE von John Kerr phänomenologisch beschrieben [45]. Dafür kann im Dielektrizitätsgesetz

$$\vec{D} = \epsilon \cdot \vec{E}, \tag{3.1}$$

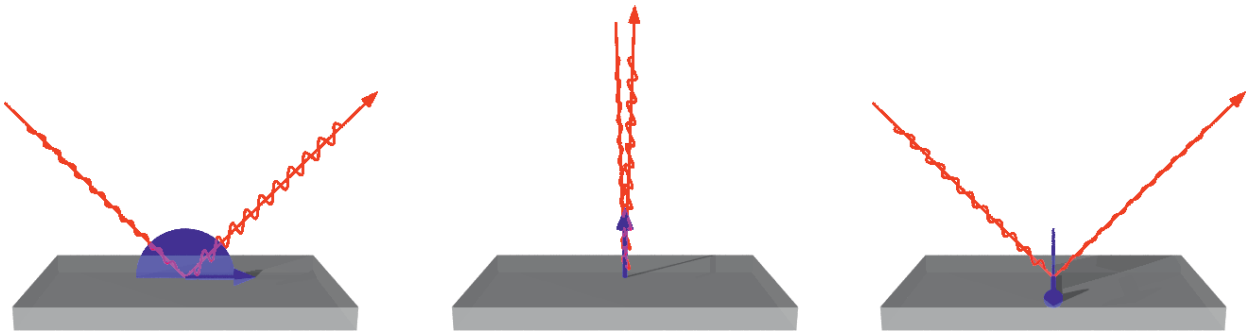
das den induzierten Verschiebungsvektor $\vec{D}$ mit dem elektrischen Feldvektor $\vec{E}$ des eingestrahlten Lichts verknüpft, ein antisymmetrischer Tensor $\epsilon$ angenommen werden [90]. Daraus ergibt sich für die Verschiebung:

$$\vec{D} = \varepsilon \cdot \left(\vec{E} + i \cdot Q \cdot \vec{m} \times \vec{E}\right), \tag{3.2}$$

wobei $\varepsilon$ die reguläre Dielektrizitätskonstante, $\vec{m}$ der Magnetisierungsvektor und $Q$ ein komplexer Materialparameter ist, der die Stärke des Kerr-Effekts beschreibt [90]. Eine anschauliche, wenn auch nicht ganz exakte, Analogie zu dem Kreuzprodukt $\left(\vec{m} \times \vec{E}\right)$ in Gleichung (3.2) findet sich in der Lorentzkraft, die auf die Elektronen wirkt, die von dem eingestrahlten Licht in Bewegung versetzt wurden [90]. Daraus lässt sich die Symmetrie des Kerr Effekts ableiten, da in diesem Modell die bewegten Elektronen immer dann eine Lorentzkraft erfahren und es zu einer Rotation der Polarisationsebene kommt, wenn $\vec{m}$ parallel zur Ausbreitungsrichtung des



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.



**(a)** longitudinal **(b)** polar **(c)** transversal

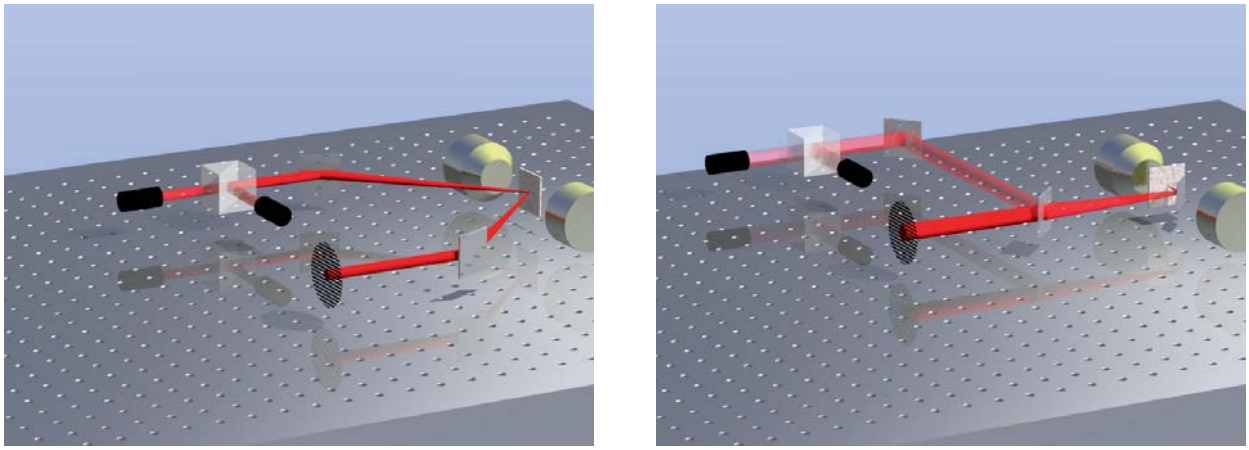
**Abbildung 3.1:** Schematische Darstellung der typischen Geometrien zur Messung von MOKE wobei der Laserstrahl rot und die Magnetisierung blau dargestellt sind. In *(a)* longitudinaler Geometrie führt eine Magnetisierung (blauer Pfeil), die in der Reflexionsebene liegt (blauer Halbkreis), zu einer Drehung der Polarisationsebene des reflektierten Lichts. Ein Spezialfall davon ist die *(b)* polare Geometrie, bei der ausschließlich eine Magnetisierung, die senkrecht auf die Probenoberfläche steht, zu einer Rotation der Polarisationsebene führt. In *(c)* transversaler Geometrie erzeugt eine Magnetisierung, die in der Ebene senkrecht zu der Reflexionsebene liegt, eine Veränderung der Intensität des reflektierten Lichts.

reflektierten Lichts und dem Wellenvektor $\vec{k}$ und damit senkrecht zu $\vec{E}$ steht [90]. Aufgrund der linearen Abhängigkeit des Kerr-Winkels $\Theta_K$ von der Magnetisierung können MOKE-Messungen vielseitig zur Magnetometrie eingesetzt werden [90].

Typischerweise wird die Probe unter einem Winkel $\vartheta$ von 45° [longitudinale Geometrie, Abb. 3.1(a)] beleuchtet, was zu einer Sensitivität für Magnetisierungen in der Reflexionsebene, also sowohl Magnetisierungen in der Probenebene als auch senkrecht dazu, führt. Ein Sonderfall ist die polare Kerr Geometrie [Abb. 3.1(b)], bei der die Probe unter einem Winkel $\vartheta = 0°$ beleuchtet wird und lediglich Magnetisierungen senkrecht zur Probenoberfläche detektiert werden. Neben dem zuvor beschriebenen longitudinalen Kerr-Effekt ist eine Änderung der Intensität des reflektierten Lichts in Abhängigkeit der Probenmagnetisierung zu beobachten [90]. Dieser sogenannte transversale Kerr-Effekt [Abb. 3.1(c)] tritt immer dann auf, wenn $\vec{m}$ parallel zu $\vec{E}$ und damit senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des reflektierten Lichts orientiert ist [90]. Aus der Kombination von longitudinalem, polarem und



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.



**(a)** longitudinal und transversal **(b)** polar

**Abbildung 3.2:** Schematischer Aufbau eines magneto-optischen Kerr-Magnetometers zur Messung des *(a)* longitudinalen, transversalen und *(b)* polaren Kerr-Effekts mit Polarisator, optischen Elementen zur Fokussierung auf die Probe, Elektromagnet und Analysator. Der Analysator ist als Wollaston-Prisma ausgeführt, um den longitudinalen und transversalen Kerr-Effekt gleichzeitig zu messen. Nachdruck aus [27].

transversalem Kerr-Effekt lässt sich demnach die dreidimensionale Orientierung von $\vec{m}$ bestimmen. Dies ist jedoch auf die Probenoberfläche beschränkt, da sich aus der Reflexionsgeometrie bei typischen Metallen eine Informationstiefe von 10 nm ergibt [90].

Aus der Tatsache dass MOKE-Messungen auf der Betrachtung reflektierten Lichts basieren, lässt sich naiv ableiten, dass diese mit der Methodenvielfalt der optischen Mikroskopie kombiniert werden können und sich so magnetische Bildgebung erreichen lässt. Durch Aufrüstung eines Auflichtmikroskops mit einem Polarisator und Analysator lässt sich ein Weitfeld Kerr-Mikroskop realisieren, das vielseitig zur Visualisierung der statischen Magnetisierungskonfiguration von Proben in einem breiten Auflösungsbereich eingesetzt werden kann [90]. Ein weiterer Ansatz ist eine solche Aufrüstung eines Rasterlasermikroskop (RLM), wie sie in Abbildung 3.2 schematisch gezeigt ist. Dabei wird ein fokussierter Laserstrahl über die Probenoberfläche gerastert und für jede Position der longitudinale und transversale Kerr-Effekt gleichzeitig bestimmt, da die Detektion über ein Wollaston-Prisma



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

und zwei Photodioden erfolgt, deren Signal entweder subtrahiert (longitudinaler Kerr-Effekt) oder addiert (transversaler Kerr-Effekt) wird [90]. Letzteres erfordert zwar eine aufwändigere Untergrundkorrektur, da sich unter anderem der Reflexionswinkel, der Polarisationsgrad und die Depolarisation durch die optischen Elemente im Strahlengang beim Rastern des Laserstrahls leicht ändern, bietet jedoch den Vorteil, dass mehrere Vektorkomponenten der Magnetisierung gleichzeitig bestimmt werden können und für die quantitative Bestimmung von $\Theta_k$ ein sehr hohes Signal-Rausch-Verhältnis erreicht wird [90]. Aus den feldabhängigen Werten von $\Theta_K$ lassen sich anschließend durch digitale Signalverarbeitung neben der statischen Magnetisierungskonfiguration weitere magnetische Kenngrößen, wie die Koerzitivfeldstärke, die Remanenz oder die Sättigungsmagnetisierung, als Kontrast für die Bildgebung verwenden. Allen MOKE-Magnetometern ist jedoch gemein, dass sie nur relative Polarisationsänderungen messen und typischerweise nicht auf absolute Kerr-Winkel kalibriert sind, da dafür die Polarisationstreue jedes optischen Elements kompensiert werden müsste und diese Kalibrierung aufgrund der leichten Inhomogenität der optischen Gläser stark driftet und bei jeder Messung überprüft werden müsste [27, 90].

## 3.2 Röntgenzirkulardichroismus

Eine weitere wichtige Methode zur Charakterisierung magnetischer Materialien ist *X-ray Magnetic Circular Dichroism* (XMCD). Ähnlich wie MOKE basieren solche Messungen auf der Wechselwirkung magnetischer Materialien mit polarisierten Photonen. Beim XMCD-Effekt, der erstmals 1987 von Schütz *et al.* [91] nachgewiesen wurde, sind dies jedoch Röntgenstrahlen. Diese zirkular polarisierten Röntgenstrahlen sind lediglich an Synchrotronquellen verfügbar. Der größere Aufwand für XMCD-Untersuchungen mit Synchrotronstrahlung wird durch eine erheblich größere Informationsvielfalt gerechtfertigt, die dadurch gewonnen werden kann. XMCD-Messungen erlauben eine elementspezifische und chemisch sensitive Bestimmung von unkompensierten magnetischen Momenten [97]. Des Weiteren erlaubt die Auswertung der spektralen Intensitäten eine getrennte, absolute Bestimmung der atomaren Spin- und Bahnmomente [10]. Obwohl XMCD-Messungen dieses große Potential besitzen, wird der Effekt hier lediglich zur Erzeugung eines magnetischen Kontrasts in SXM-Messungen eingesetzt, die in Abschnitt 3.3 beschrieben sind. Daher wird hier nur ein vereinfachter Teil der Grundlagen dieses Effekts beschrieben und der Leser an weiterführende Literatur [97, 98] verwiesen.



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

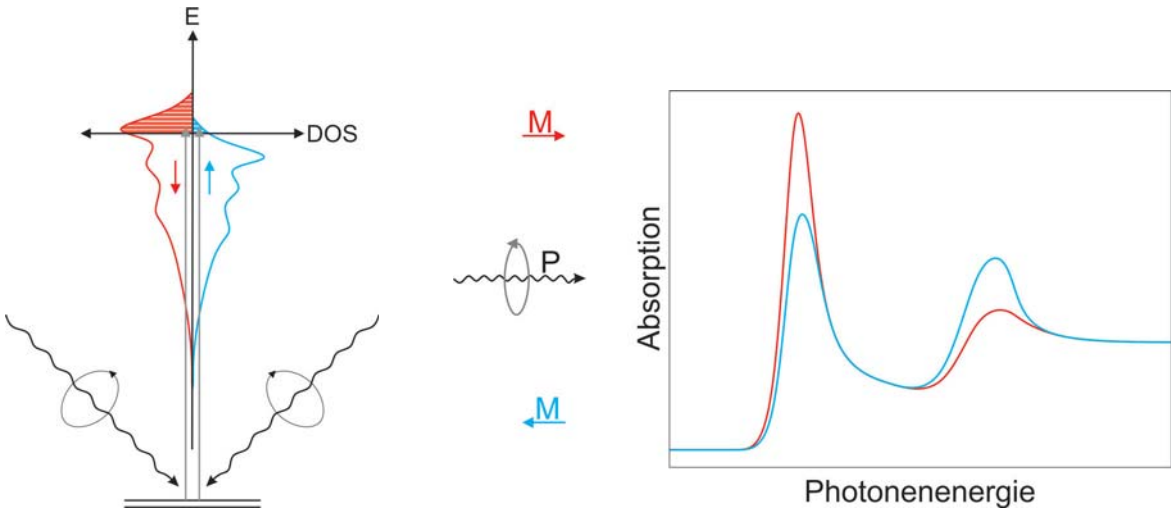



**Abbildung 3.3:** Vereinfachte schematische Darstellung *(a)* des spin- und polarisationsabhängigen Absorptionsübergangs und *(b)* der daraus resultierenden Spektren der $L_{2,3}$-Kanten nach [97, 98]. Die Übergangswahrscheinlichkeit für die Photonenabsorption hängt von der Anzahl der Löcher im *d*-Band ab. Zirkular polarisierte Röntgenstrahlung regen je nach Polarisation $P$ präferentiell *spin up* oder *spin down* Elektronen an. Daraus ergibt sich für $P \uparrow\uparrow M$ und $P \uparrow\downarrow M$ eine unterschiedliche Absorptionsintensität. Woraus sich wiederum die als XMCD-Effekt bezeichneten Intensitätsunterschiede in den Spektren ergeben. Der XMCD-Effekt weist an der $L_3$- und der $L_2$-Kante ein entgegen gesetztes Vorzeichen [97, 98].

Bei den Übergangsmetallen wird das magnetische Moment im Wesentlichen von den *d*-Elektronen bestimmt. Demnach kann die Magnetisierung über das Spinungleichgewicht der *d*-Elektronen ermittelt werden. *X-ray Absorption Spectroscopy* (XAS) an der $L_{2,3}$-Kante, also $2p \rightarrow 3d$ Übergänge, bieten einen Zugang zu dieser Zahl, da die Wahrscheinlichkeit dieser Absorptionsübergänge von der Anzahl der Löcher im *d*-Band abhängt [97, 98]. Dieser Prozess ist in Abbildung 3.3(a) schematisch illustriert. Werden die $2p$-Elektronen mit zirkular polarisiertem Röntgenlicht angeregt, erfolgt je nach Photonenhelizität eine präferentielle Anregung von *spin up* oder *spin down* Elektronen. Da der Elektronenspin beim $2p \rightarrow 3d$ Übergang unverändert bleibt, ergibt sich eine unterschiedliche Absorptionsintensität wenn die



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

Polarisation $P$ und die Magnetisierung $M$ parallel $P \uparrow\uparrow M$ oder antiparallel $P \uparrow\downarrow M$ zueinander stehen. Daher kann mit positiv und negativ zirkular polarisiertem Röntgenlicht selektiv die Anzahl der *spin up* und *spin down* Löcher im $d$-Band bestimmt werden [97, 98]. Daraus lässt sich die spinabhängige Zahl der $d$-Elektronen und damit das magnetische Moment bestimmen [10].

Der Unterschied der Absorption $\Delta\mu_{\mathrm{XMCD}}$, der vom XMCD-Effekt hervorgerufen wird, ist proportional zum Skalarprodukt der Polarisation $P$ und der Magnetisierung $M$:

$$\Delta\mu_{\mathrm{XMCD}} \propto \vec{P} \cdot \vec{M}. \tag{3.3}$$

Ein entsprechendes Absorptionsspektrum ist schematisch in Abbildung 3.3(b) gezeigt. Der durch den XMCD-Effekt verursachte Unterschied kann bis zu 50% der Absorption betragen [98].

## 3.3 Rasterröntgenmikroskopie

Die Röntgenmikroskopie hat zwei wesentliche Vorteile gegenüber der Mikroskopie mit sichtbarem Licht. Zum einen erlaubt die kürzere Wellenlänge des Röntgenlichts eine erheblich höhere laterale Auflösung. Zum anderen können alle Röntgenabsorptionseffekte zur Kontrastbildung genutzt werden, d. h. dass beispielsweise ein chemischer (NEXAFS) oder elementspezifischer magnetischer (XMCD) Kontrast erzielt werden kann [40]. Es gibt verschiedene Umsetzungen der Röntgenmikroskopie; für zeitaufgelöste, magnetische Mikroskopie hat sich jedoch SXM durchgesetzt [40]. Dies liegt zum einen daran, dass es sich dabei um eine *photon in/photon out* Methode handelt und Magnetfelder die Abbildung nicht stören, wie es bei der Elektronenmikroskopie der Fall wäre. Zum anderen können Punktdetektoren, wie beispielsweise eine *Avalanche Photo Diode* (APD), erheblich schneller ausgelesen werden als zweidimensionale Detektoren, weshalb mittels SXM erheblich bessere Zeitauflösungen zu erreichen sind [40, 75, 109].

Das erste SXM wurde 1989 von Rarback, Kirz und Kenney an der *National Synchrotron Light Source* in Betrieb genommen und das Grundprinzip ist seitdem unverändert, obwohl die Auflösung um mehr als eine Größenordnung verbessert wurde [40, 46]. Dieser grundlegende Aufbau eines SXM ist schematisch in Abbildung 3.4 gezeigt. Die Röntgenstrahlung wird durch eine Röntgenoptik auf einen möglichst kleinen Beleuchtungspunkt fokussiert, dessen Größe die Ortsauflösung bestimmt [98]. Dafür haben sich Fresnelsche Zonenplatten durchgesetzt, die routinemäßig eine Auflösung $<20$ nm erlauben [98]. Um störendes Licht aus der nullten



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

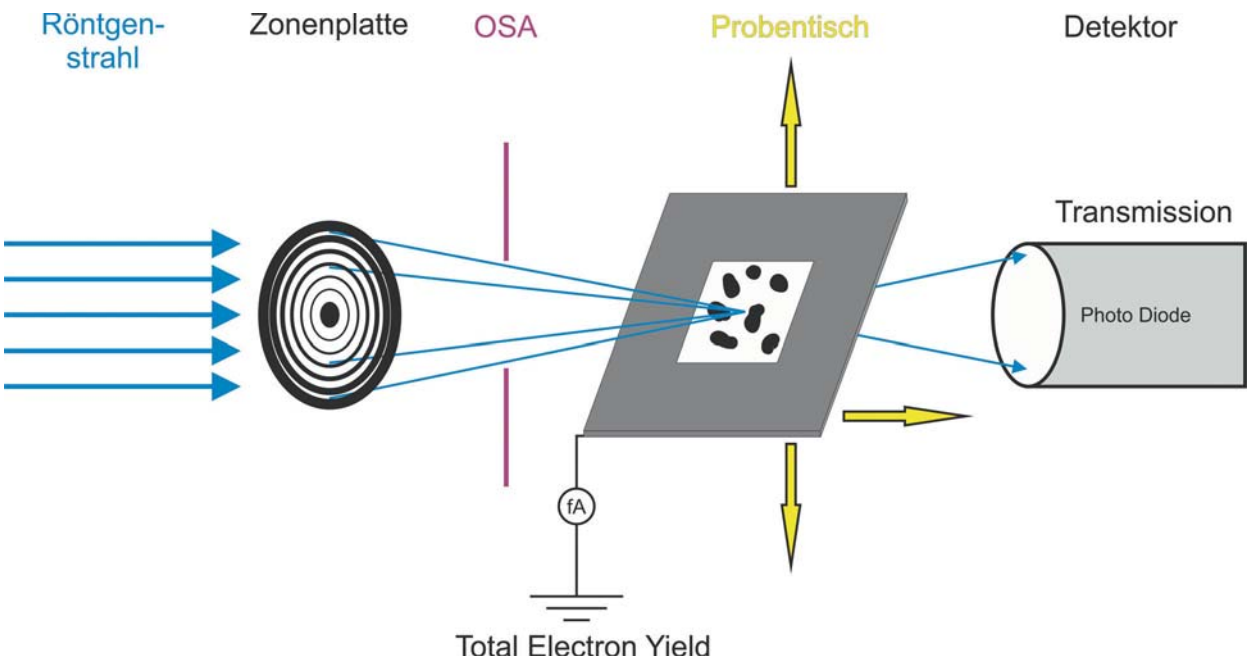



**Abbildung 3.4:** Schematische Darstellung der wichtigsten Komponenten eines SXM nach [40]. Die Röntgenstrahlung vom Synchrotron (nicht gezeigt) wird von einer Zonenplatte fokussiert. Durch die OSA werden die unerwünschten Beugungsordnungen (nullte und höhere) abgeschirmt. Die Probe wird dadurch von einem kleinst möglichen Röntgenpunkt beleuchtete. Die lokale Absorption kann dann gleichzeitig von einer APD (Transmission, Volumeninformation) und durch den Probenstrom (TEY, Oberflächeninformation) bestimmt werden. Der Bildaufbau erfolgt durch rasternde Verschiebung der Probe durch den Beleuchtungspunkt.

und höheren Beugungsordnungen abzuschrimen ist zusätzlich eine *Order Separating Aperture* (OSA) notwendig. Da das gesamte Licht in einem kleinst möglichen Beleuchtungspunkt konzentriert ist, können zur Bestimmung der lokalen Absorption mehrere Detektoren gleichzeitig eingesetzt werden und diese Detektoren müssen selbst nicht ortsauflösend sein [40]. So können gleichzeitig Volumen- (Transmission, APD) und Oberflächeninformationen (*Total Electron Yield* (TEY), Probenstrom) gewonnen werden [73, 109]. Der Bildaufbau selbst erfolgt durch rasterndes, nanometergenaues Verschieben der Probe durch den Beleuchtungspunkt.

Für zeitaufgelöste Messungen wird die intrinsisch gepulste Art des Synchrotrons als Lichtquelle ausgenutzt. Bei dieser stroboskopischen Pump-Probe-Messung wer-



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

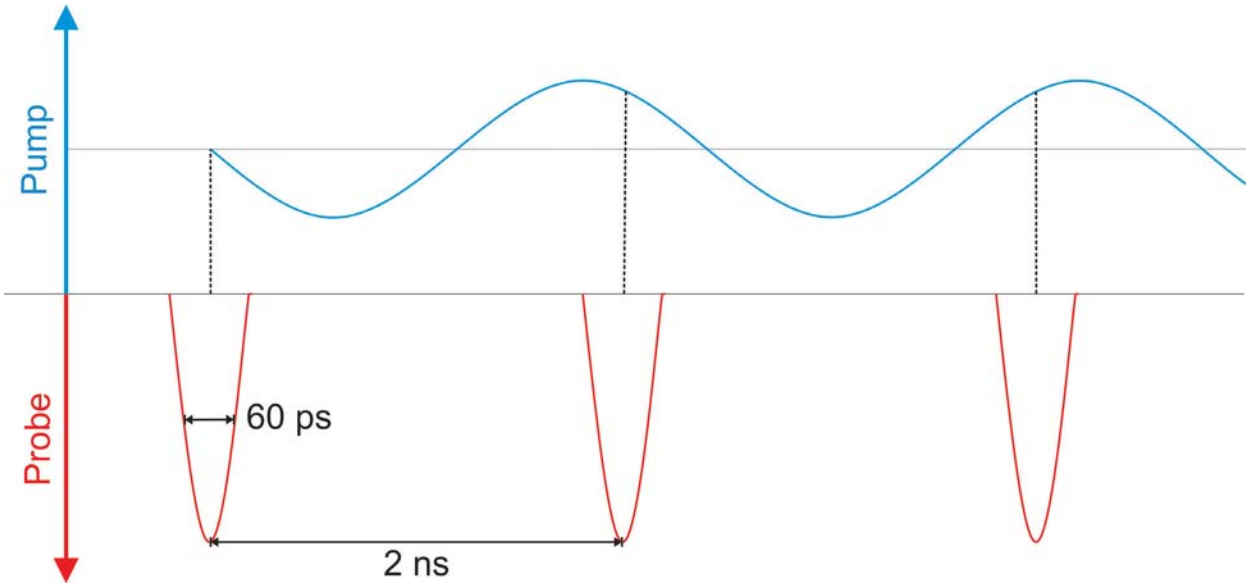



**Abbildung 3.5:** Schema für asynchrone Pump-Probe-Experimente zur zeitaufgelösten SXM-Messung. Da die Pump- und Probe-Frequenzen teilerfremd sind beleuchten aufeinander folgende Photonenblitze jeweils eine andere Phase der Anregung. Die Zuordnung des jeweiligen Probe-Signals zum richtigen Zeitschnitt wird durch eine FPGA-Logik erreicht. Dadurch werden alle Zeitschnitte gleichzeitig gemessen und unterschiedliche Intensitäten der einzelnen Probe-Pulse werden heraus gemittelt.

den die Photonenblitze des Synchrotrons als Probe-Pulse genutzt. Die Anregung wird durch RF-Signalgeneratoren erzielt, wobei dieser Strom in koplanaren Wellenleitern auf den Proben ein anregendes Magnetfeld erzeugt. Eine Besonderheit ist, dass die Pump- und Probe-Frequenzen teilerfremd sind. Dadurch wird erreicht, dass zwei aufeinander folgende Photonenblitze des Synchrotrons unterschiedliche Phasen der Anregung beleuchten. Dies ist in Abbildung 3.5 schematisch illustriert. Das jeweilige Probe-Signal wird durch eine *Field Programmeable Gate Array* (FPGA)-Logik dem richtigen Zeitschnitt zugeordnet. Des Weiteren beleuchtet der Photonenblitz, der von einem Elektronenpaket im Synchrotron erzeugt wird, bei jedem Umlauf dieses Pakets um das Synchrotron jeweils einen anderen Zeitschnitt [75]. Diese asynchrone Anregung hat zwei Vorteile: zum einen werden alle Zeitschnitte gleichzeitig aufgenommen; zum anderen werden unterschiedliche Intensitäten der Probe-Pulse heraus gemittelt. Die Zeitauflösung bei diesem Messverfahren ist



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

hauptsächlich durch die Halbwertsbreite der Photonenblitze begrenzt und beträgt beim BESSY II Synchrotron im *multi bunch*-Modus 60 ps. In anderen Betriebsmodi des Synchrotrons sind bessere Zeitauflösungen bis zu <1 ps erreichbar. Nähere Details zu diesem asynchronen Pump-Probe-Schema sind bei Noske [75] zu finden.

Insgesamt bietet die Kombination von magnetischem Kontrast durch XMCD und nanoskaliger, zeitaufgelöster Abbildung mit SXM eine einzigartige Möglichkeit zur Untersuchung magnetischer Materialien [98]. Gegenüber der MOKE-Mikroskopie bietet sie eine um mehrere Größenordnungen bessere Ortsauflösung bei gleichzeitig ausreichender Zeitauflösung, um magnonische Systeme zu untersuchen. Zusätzlich sind durch die Kombination von TEY- und Transmissionsmessungen sowohl Oberflächen als auch Volumeninformationen zugänglich.



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

# 4 Methoden

## 4.1 Probenpräparation

Die Präperation der in Teil III besprochenen Proben erfolgte ausschließlich durch Mitarbeiter in Stuttgart oder Kooperationspartner in Ulm und Regensburg. Im nachfolgenden ist eine kurze Übersicht der verschiedenen Herstellungsprozesse gegeben.

### 4.1.1 Dünnschichtdeposition

Bei der Dünnschichtpräparation wurden typischerweise Si-Substrate eingesetzt, die mit verschiedenen Depositionsverfahren beschichtet wurden. Lediglich die Co/FeMn-Proben mit unidirektiontaler Anisotropie, die in Kapitel 6 behandelt werden, wurden auf MgO(100)-Substraten abgeschieden. Proben für die Röntgenmikroskopie wurden auf kommerziell erhältlichen $Si_3N_4$(100 nm - 500 nm)/Si(100)-Substraten präpariert, die rückseitig so geätzt wurden, dass ein röntgentransparentes Fenster freigelegt wird. Die sonstigen Proben wurden auf einfachen $SiO_2$(300 nm)/Si(001)-Substraten hergestellt.

#### Ion Beam Sputtering

Die in Kapitel 5, 7 und 8 behandelten Fe-, Ni-, NiFe- und GdFe-Schichten wurden mittels *Ion Beam Sputtering* (IBS) abgeschieden und mit einer 2 nm dünnen Al-Schutzschicht bedeckt. Die GdFe-Schichten wurden als Vielschichtstapel aus abwechselnden 0,36 nm dünnen Schichten der jeweiligen Materialien aufgebaut. Des Weiteren wurden für die in Kapitel 6 besprochenen Co/FeMn-Proben für ein besseres Wachstum bei der MBE-Beschichtung auf den MgO(100)-Substraten 50 nm dicke Pt-Pufferschichten mittels IBS aufgebracht. Der Basisdruck der Nordiko Anlage vor der Dünnschichtdeposition entsprach dabei mit $<1 \cdot 10^{-8}$ mbar Ultrahochvakuum (UHV)-Bedingungen.



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

### Magnetronsputtern

Die in Kapitel 9 und 10 besprochenen 50 nm dünnen NiFe-Schichten wurden mittels Magnetronsputtern auf $Si_3N_4$(100 nm)/Si(100)-Substraten abgeschieden und mit einer 5 nm dünnen Al-Schutzschicht bedeckt. Der Basisdruck des Depositionssystem war dabei besser als $5 \cdot 10^{-9}$ mbar.

### Pulsed Laser Deposition

Die in Kapitel 8 behandelten Fe-Schichten, die mittels MOKE untersucht wurden, wurden unter UHV-Bedingungen mittels *Pulsed Laser Deposition* (PLD) abgeschieden und mit einer 2 nm dünnen Pt-Schutzschicht bedeckt.

### Molekularstrahlepitaxie

Für die Deposition der, in Kapitel 6 besprochenen, Co/FeMn-Proben mit unidirektionaler Anisotropie wurden die Pt(50 nm)/MgO-Substrate zunächst mittels *Molecular Beam Epitaxy* (MBE) mit weiteren 20 nm Cu beschichtet. Anschließend wurde ein 8 nm dünner antiferromagnetischer FeMn-Film aufgebracht und abschließend ein 4 nm dünner ferromagnetischer Co-Film. Der Basisdruck des MBE-Systems mit Elektronenstrahlverdampfern von Omicron Nanotechnology betrug dabei $5 \cdot 10^{-11}$ mbar.

### Physical Vapour Deposition

Für die in Kapitel 9 und 10 behandelten Proben wurden koplanare Wellenleiter aus Cr(10 nm)/Cu(150 nm)/Al(5 nm)-Schichten durch thermisches Verdampfen der Metalle in einer Vakuumkammer mit einem Basisdruck besser als $5 \cdot 10^{-6}$ mbar abgeschieden.

### Atomic Layer Deposition

Bei den Proben für dynamische Untersuchungen, die in Kapitel 9 und 10 besprochen werden, wurde eine 10 nm dünne $Al_2O_3$-Schicht als Isolation zwischen NiFe-Schicht und koplanarem Wellenleiter aufgebracht. Diese wurde mittels *Atomic Layer Deposition* (ALD) abgeschieden.

## 4.1.2 Kolloidlithographie

Um großen Probenflächen in kurzer Zeit strukturieren zu können, kam bei den in Kapitel 7.2 und 8 besprochen Probensystemen ein kolloidlithographischer Ansatz



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

zur Anwendung. Bei der Kolloidlithographie, die schematisch in Abbildung 4.1 gezeigt ist, werden Polystyrol (PS)-Kugeln als Lithographiemaske verwendet. Diese Nanokugeln mit einem Durchmesser von $(205 \pm 8)$ nm bilden durch Selbstorganisation auf einer Wasseroberfläche eine dichteste Kugelpackung. Der Durchmesser dieser PS-Kugeln bestimmt den Antidotabstand $a$. Eine Monolage dieser dichtesten Kugelpackung wird anschließend auf ein Substrat aufgezogen, in dem dieses in das Wasser eingetaucht und bei einem Winkel von 60° und einer Extraktionsgeschwindigkeit von $10\,\mu m\,s^{-1}$ durch die Wasseroberfläche gezogen wird [Abbildung 4.1(a)]. Anschließend wird der Durchmesser der PS-Kugeln in einem Sauerstoffplasma reduziert [Abbildung 4.1(b)], wobei der endgültige Durchmesser der Nanokugeln dem späteren Antidotdurchmesser $d$ entspricht. Auf dieses PS-Templat

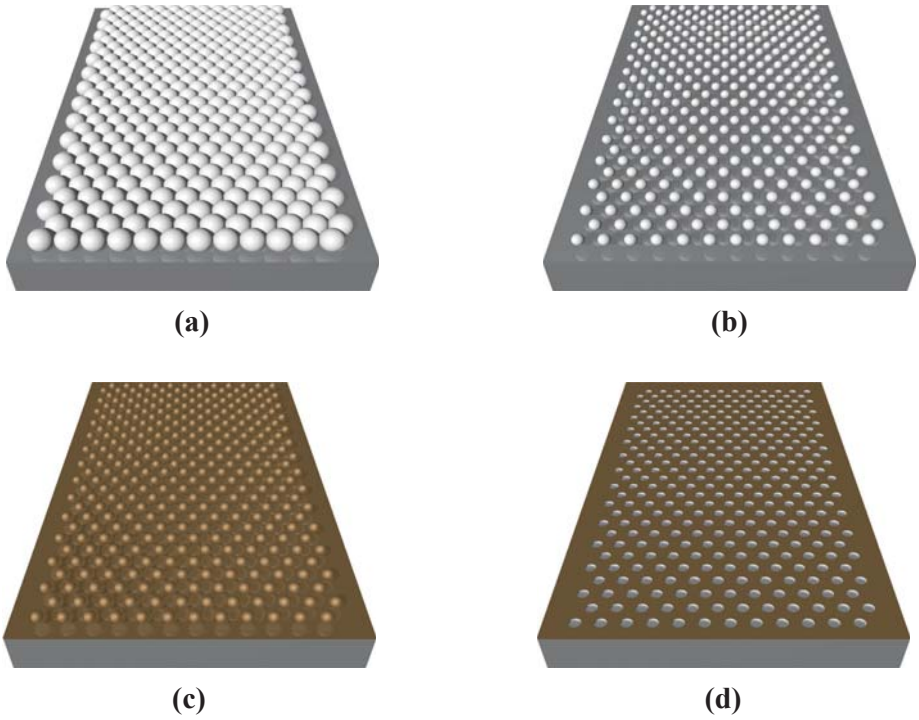



**Abbildung 4.1:** Schematische Darstellung der kollidlithographischen Herstellung von Antidotgittern. Zunächst *(a)* werden selbstorganisierte PS-Kugeln auf dem Substraten abgeschieden und *(b)* anschließend durch Plasmaätzen verkleinert. Auf dieser Lithographiemaske wird dann *(c)* ein Metallfilm abgeschieden und *(d)* abschließend das Antidotgitter durch chemo-mechanische Politur freigelegt.



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

wird dann der gewünschte Metallfilm aufgebracht [Abbildung 4.1(c)]. Abschließend werden die PS-Kugeln durch chemo-mechanische Politur entfernt und das Antidotgitter freigelegt [Abbildung 4.1(d)]. Eine detaillierte Beschreibung dieses speziellen Verfahrens ist in [31, 32] beschrieben.

### 4.1.3 Konventionelle Lithographie

Obwohl die Kolloidlithographie eine Nanostrukturierung großer Flächen erlaubt, ist die Qualität und Flexibilität der Nanostrukturierung eingeschränkt. Homogene Strukturdomänen erreichen Größen von $10 \cdot 10\ \mu m^2$ was nicht für alle Untersuchungen ausreichend ist [111]. Um jedoch fundamentale Mechanismen aufzuklären, ist eine nahezu perfekte Gitterordnung erforderlich. Daher wurde teilweise auch auf konventionelle Lithographieverfahren zurück gegriffen, die im nachfolgenden beschrieben sind.

#### Optische Lithographie

Bei den Proben für dynamische Messungen, die in Kapitel 9 und 10 besprochen sind, wurden die äußeren Strukturen der koplanaren Wellenleiter mittels optischer Lithographie strukturiert. Die Verwendung von UV-Licht und Lithographiemasken erlaubt die Belichtung und Strukturierung großer Flächen. Die Auflösungsgrenze liegt jedoch im µm-Bereich und es ist keine Flexibilität bei den zu belichtenden Mustern möglich. Als Photolack kam dabei Shipley S1805 bei einer Belichtungswellenlänge von 365 nm zum Einsatz. Auf dem entwickelten Photolack wurde ein Cr(10 nm)/Cu(150 nm)/Al(5 nm)-Film abgeschieden und durch einen *lift-off* Prozess strukturiert.

#### Elektronenstrahllithogrpahie

Für Strukturen die entweder kleiner als 2 µm waren oder eine gewisse Flexibilität bei den Belichtungsmustern erforderten kam EBL zum Einsatz. Dabei wird ein Rasterelektronenmikroskop (REM) zur Belichtung der Photolacke eingesetzt. Die Belichtung geschieht dabei seriell, also durch Rastern des Elektronenstrahls über die Probe. Daraus ergibt sich die große Flexibilität dieser Methode, da beliebige Belichtungsmuster im Computer generiert werden können. Gleichzeitig ergibt sich daraus jedoch eine lange Schreibzeit für größere Flächen. Als Photolack kam hier Polymethylmethacrylat (PMMA) zum Einsatz. Zur Übertragung der Lackstruktur in die Metallfilme wurden zwei verschiedene Ansätze verwendet. Bei den in Kapi-



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

tel 9 beschrieben Antidotgittern wurde der Metallfilm auf dem belichteten PMMA abgeschieden und die Struktur mittels *lift-off* übertragen. Bei den in Kapiel 10 beschriebenen Strukturen wurde der Lack auf die Metallfilme aufgebracht und die Struktur durch einen Ätzprozess übertragen.

### Ionenfeinstrahllithographie

Alternativ zur EBL kam auch FIB für die flexible Herstellung von Strukturen, die kleiner als 2 µm sind, zum Einsatz. Dabei wird ein nanofokussierter Strahl von $Ga^+$-Ionen über die Probe gerastert, was zur selektiven lokalen Abtragung von Material führt. Die in Kapitel 5 und 7.1 diskutierten Proben wurden mit einem FEI Nova 600 NanoLab DualBeam mit einem Raith ELPHY Multibeam Mustergenerator strukturiert. Dafür wurden die Metallfilme zunächst auf den jeweiligen Substraten abgeschieden und anschließend wurden die Antidotgitter durch den $Ga^+$-Ionen Strahl in diese hinein geätzt.

## 4.2 MOKE-Messungen

Die MOKE-Messungen wurden an einem Durham Magneto Optics NanoMOKE3 durchgeführt. Der Laser dieses MOKE-Magnetometers lässt sich über die Probenoberfläche rastern, so dass es gleichzeitig als RLM eingesetzt werden kann. Der Laserstrahl kann mit verschiedenen Optiken auf die jeweilige Probe fokussiert werden, wodurch entweder ein großer Probenbereich (∅5 mm) erfasst oder eine hohe Ortsauflösung (1 µm) erzielt werden kann. Standardmäßig sind für die longitudinale Geometrie (45° Einfallwinkel) Linsen mit einer Brennweite von 30 mm, 50 mm und 160 mm und für die polare Geometrie (90° Einfallswinkel) mit einer Brennweite von 11 mm und 50 mm verfügbar. Im Rahmen dieser Arbeit wurden weitere optische Systeme entwickelt, um zum einen eine bessere Ortsauflösung zu erreichen und zum anderen größere Proben erfassen zu können. Dafür wurden in longitudinaler Geometrie Linsen mit Brennweiten von 11 mm, 20 mm und 25 mm implementiert um ein Ortsauflösung von <1 µm zu erreichen. Des Weiteren kann ein kollimierter Strahl mit einem Durchmesser von 5 mm bereit gestellt werden, um über einen größeren Bereich zu mitteln.

Das Magnetometer ist mit zwei luftgekühlten Elektromagneten ausgestattet. Ein Quadrupolmagnet der jeweils ein 120 mT starkes Feld in x- und y-Richtung oder y- und z-Richtung erzeugen kann und einem Dipolmagneten der ein 500 mT starkes Feld in x-Richtung zur Verfügung stellt. Zur Messung der magnetischen Eigen-



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

schaften der verschiedenen Proben wurde das Magnetfeld zyklisch verändert und über mehrere Zyklen gemittelt. Für einfache Hysteresemessungen wurden dabei 10 - 50 Messzyklen mit 0,17 Hz - 1,7 Hz verwendet. Bei FORC-Messungen wurden bis zu 600 Nebenhysteresen mit jeweils 10 Zyklen bei 0,35 Hz gemessen. Daraus resultierten Messungen mit bis zu 360.000 Datenpunkten.

Für winkelabhängige Messungen wurde hier ein mehrachsiger Objekttisch mit motorisierter Drehung realisiert. Um eine euzentrische Drehung um den Fokuspunkt des Lasers zu ermöglichen wurden dafür zwei x,y-Tische kombiniert, die es erlauben auf der Probe weniger als 200 µm laterale Verschiebung bei einer Drehung um 360° zu erreichen.

Zur automatisierten Ansteuerung des motorisierten Objekttisches sowie die Aufnahme und Auswertung der FORC-Diagramme wurde im Rahmen dieser Arbeit eine eigene MathWorks MATLAB Anwendung implementiert. Diese ist auf Basis der Parallel Computing Toolbox und des MATLAB Dstributed Computing Server parallelisiert um die Berechnungszeit für FORC-Diagramme zu verkürzen.

## 4.3 Rasterröntgenmikroskopie

SXM-Messungen wurden am MAXYMUS Mikroskop am Strahlrohr UE46-PGM2 am BESSY II Synchrotron des Helmholtz-Zentrums Berlin durchgeführt. Je nach gewünschtem magnetischen Kontrast wurden die Proben senkrecht oder unter 30° streifendem Einfall beleuchtet, um die Magnetisierungskomponenten senkrecht zur oder in der Probenebene abzubilden. Die Energie der zirkular polarisierten Photonen entsprach dem Absorptionsmaximum der Fe $L_3$-Kante, um einen größtmöglichen XMCD-Kontrast für die Abbildung zu erreichen. Durch vier drehbare Permanentmagnete konnte ein variables Magnetfeld von bis zu 240 mT in der Probenebene oder senkrecht dazu angelegt werden [74]. Eine detaillierte Beschreibung des Mikroskops ist bei Weigand [109] zu finden.

Bei den statischen Messungen, die in den Kapiteln 7 und 8 gezeigt sind, wurde die Transmission im Bereich der Antidots, wo sich kein magnetisches absorbierendes Material befindet, als interne $I_0$ Referenz verwendet, um die gemessenen Intensitäten auf die Intensität des einfallenden Stahls zu normieren. Die Intensitäten wurden mit einem Gauss-Filter in ImageJ [87] lokal gemittelt. Bilder, die bei unterschiedlichen Photonenhelizitäten oder Magnetfeldern aufgenommen wurden, wurden mit ImageJ und TurboReg [101] registriert, um Probendrift zwischen den Messungen zu kompensieren.



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

Zeitaufgelöste Messungen wurden mit der so genannten *Zeitmaschine* durchgeführt, die bei Noske [75] detailliert beschrieben ist. Dabei handelt es sich um eine Kombination eines schnellen APD-Detektors mit Breitbandverstärker, einer angepassten FPGA-Logik und spezieller Messsoftware. Ziel dieser Messkette ist es einzelne Photonenblitze der gepulsten Synchrotronquelle getrennt zu detektieren und ihr Phasenverhältnis zur RF-Anregung eindeutig zu bestimmen. So kann jeder Photonenblitz des Synchrotrons als Probe-Puls eines Pump-Probe-Experiments verwendet werden. Die RF-Anregung erfolgt entweder mit 100 ps kurzen Pulsen oder mit kontinuierlicher Sinusanregung bei 0,2 GHz - 7 GHz. Diese RF-Ströme erzeugten in den koplanaren Wellenleiter der Proben ein entsprechendes magnetisches Wechselfeld, das die jeweilige Magnetisierungsdynamik anregte.

## 4.4 Mikromagnetische Simulationen

Mikromagnetische Simulationen wurden ausschließlich von Kooperationspartnern in Konstanz und Krakau durchgeführt.

Für die in Kapitel 7.2 diskutierten Simulationen wurde eine proprietäre Implementation zur Lösung der Landau-Lifshitz-Bloch Gleichung verwendet, die auf OpenCL zur Verwendung von Grafikprozessoren basiert [44]. Endliche Temperaturen wurden als normalverteiltes, zufälliges thermisches Rauschen implementiert [23]. Die proprietäre Software wurde gegen die µMAG Standardprobleme 3 und 4 verifiziert [94]. In diesen Simulationen wurden die Antidotgitter in $14 \cdot 14 \cdot 14\,\mu\mathrm{m}^3$ große Zellen diskretisiert. Als Materialparameter für GdFe wurden als Sättigungsmagnetisierung bei 0 K $M_0 = 3{,}72 \cdot 10^5\,\mathrm{A\,m^{-1}}$, als uniaxiale Anisotropiekonstante $K_u = 1{,}2 \cdot 10^5\,\mathrm{J\,m^{-3}}$ und als Austauschsteifigkeit bei 300 K $A\,(300\,\mathrm{K}) = 7{,}78 \cdot 10^{-11}\,\mathrm{J\,m^{-1}}$ angenommen [94]. Zusätzlich wurden 5% der Makrospins eine zufällige Magnetisierung und Orientierung zugeordnet, um die Unregelmäßigkeiten der realen Proben in die Simulation zu übertragen.

Bei den in Kapitel 8 gezeigten Simulationen wurde OOMMF [21] eingesetzt. Die Gesamtgröße des betrachteten Antidotgitters ($a = 200\,\mathrm{nm}$ und $d = 100\,\mathrm{nm}$) betrug $1000 \cdot 1038 \cdot 20\,\mathrm{nm}^3$ mit einer Diskretisierung in $2 \cdot 2 \cdot 10\,\mathrm{nm}^3$ große Zellen. Um die quasi unbegrenzte Ausdehnung des kolloidlithographisch hergestellten Gitters zu übernehmen wurden zweidimensional periodische Randbedingungen gewählt. Als Materialparemeter für Fe wurden als Sättigungsmagnetisierung $M_s = 1{,}7 \cdot 10^6\,\mathrm{A\,m^{-1}}$, als die kubische Anisotropiekonstante $K_u = 4{,}8 \cdot 10^4\,\mathrm{J\,m^{-3}}$ und als Austauschsteifigkeit $A = 2{,}1 \cdot 10^{-11}\,\mathrm{J\,m^{-1}}$ angenommen [28]. Um die Po-



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

lykristallinität der realen Probe in die Simulation zu übertragen wurde ein Voroni Diagramm mit einer zweidimensional zufälligen Verteilung von 2000 Körnern erstellt und dann jedem Korn eine zufällige Orientierung seiner kubischen Anisotropieachsen zugeordnet [55].



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

# Teil III

# Ergebnisse & Diskussion



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

# 5 Makroskopische Magnetisierungseigenschaften von Antidotgittern

Antidotgitter und davon abgeleitete Strukturen weisen eine Vielzahl von interessanten, mikroskopischen Phänomenen auf: ihre statische Magnetisierung zeigt komplexe mikroskopische Ummagnetisierungsmechanismen (vgl. Kapitel 7) und geometrische Frustration (vgl. Kapitel 8). Ihre dynamischen Eigenschaften sind von Spinwelleninterferenz beherrscht und erlauben Spinwellenleitung und -filterung (vgl. Kapitel 9) und sogar die Fokussierung von Spinwellen (vgl. Kapitel 10). Da sich die Nanostrukturierung mit Antidotgittern selbstverständlich auch auf die makroskopischen Magnetisierungseigenschaften eines Dünnfilmes auswirkt, sollen diese hier zunächst diskutiert werden. Durch diese Nanostrukturierung lassen sich die magnetische Anisotropie [13, 32, 107] und das Koerzitivfeld [15, 38, 108] gezielt einstellen.

Nanoskalige Antidotgitter können das Koerzitivfeld eines magnetischen Dünnfilms an die jeweilige Anwendung anpassen. Für eine systematische Analyse der Veränderung der Anisotropie und insbesondere des Koerzitivfelds in unterschiedlichen Materialien ist die Untersuchung einer großen Anzahl von verschiedenen Antidotgitterproben notwendig. Dies stellt eine große Herausforderung dar, da flexible Nanostrukturierungsverfahren wie EBL oder FIB nur limitierte Probengrößen erreichen, konventionelle integrale Magnetometer wie *Super-Conducting Quantum Interference Device* (SQUID) und *Vibrating Sample Magnetometer* (VSM) jedoch große Probenflächen benötigen. Daher waren bisherige Untersuchungen häufig auf weniger als zehn Proben beschränkt [11, 12, 26, 77, 82, 85, 89, 102, 106].

Hier wurde dieses Problem umgangen, indem die magnetischen Eigenschaften mittels hochauflösender MOKE-Magnetometrie gemessen wurden. Bei dieser RLM-basierten Messung wird eine Abbildungsauflösung von 1 µm erreicht und der Bereich, der zum magnetometrischen Messsignal beiträgt, wird auf weniger als



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

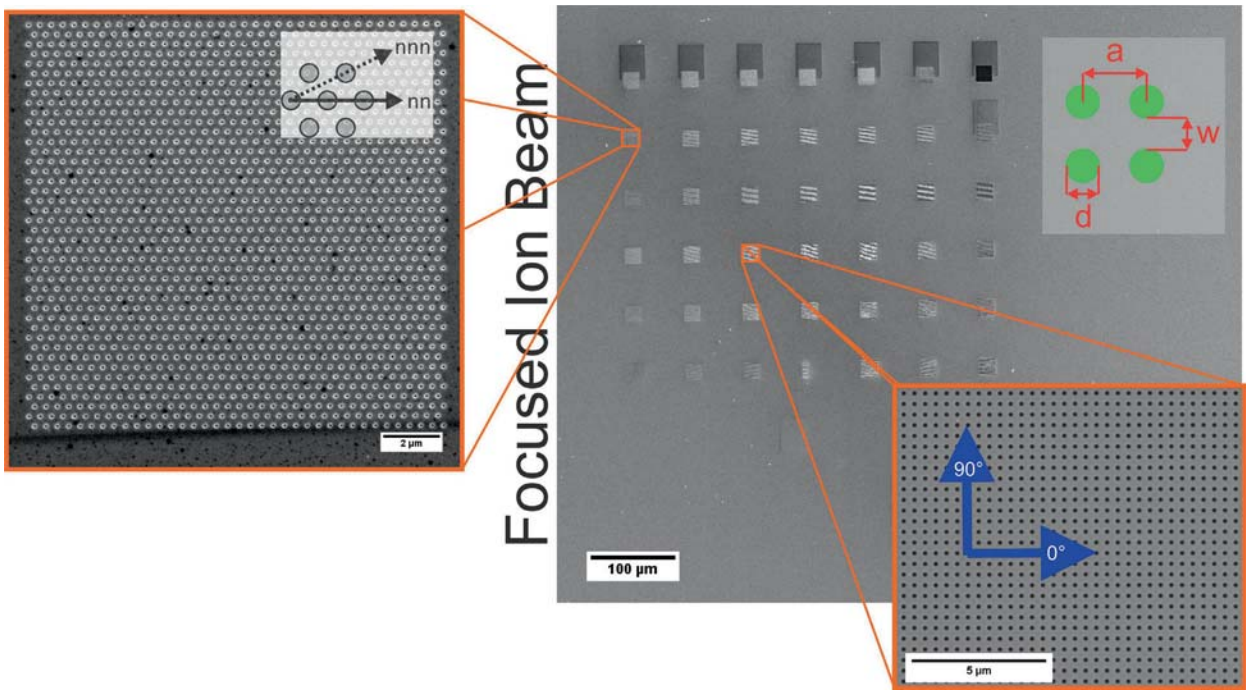



**Abbildung 5.1:** Übersichtsbild einer mittels FIB nanostrukturierten, magnetischen Dünnfilmprobe mit 42 Antidotgittern mit unterschiedlichen Gitterparametern. Jedes Strukturfeld hat eine Größe von $20 \cdot 20\,\mu m^2$ und jeweils 21 besitzen ein quadratisches und hexagonales Gitter. In beiden Gittergeometrien wurden Gitter mit einem Antidotabstand $a$ von 200 nm, 400 nm und 600 nm hergestellt für die der Antidotdurchmesser $d$ in 7 Schritten mit $d = \frac{1...7}{8} \cdot a$ variiert wurde. Zusätzlich ist die Vergrößerung eines quadratischen Gitters ($a = 400\,nm$ und $d = 150\,nm$) sowie die eines hexagonalen Gitters ($a = 400\,nm$ und $d = 50\,nm$), dessen Ummagnetisierungsverhalten in Kapitel 7.1 detailliert besprochen wird, gezeigt. In der Vergrößerung des hexagonalen Gitters sind außerdem die beiden ausgezeichneten Richtungen des hexagonalen Gitters verdeutlicht. Nachdruck aus [26] und [29].



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

$5 \cdot 5\,\mu m^2$ eingeschränkt [26]. So lassen sich Antidotgitter mit einer Ausdehnung von $20 \cdot 20\,\mu m^2$ zuverlässig vermessen. Bei diesen Dimensionen lässt sich in kurzer Zeit eine Vielzahl von Antidotgittern mit unterschiedlichen Gitterparametern mittels FIB strukturieren. Um die Vergleichbarkeit der verschiedenen Antidotgitter zu erhöhen, wurden 42 Antidotgitter nebeneinander in dem selben Film präpariert. Ein solcher Satz von Antidotgittern ist in Abbildung 5.1 gezeigt. Darin verfügt jeweils eine Gruppe von 21 Antidotgittern über quadratisch und hexagonale Geometrie. Für jede der beiden Geometrien ist in Abbildung 5.1 eine Vergrößerung dargestellt. Außerdem sind für das hexagonale Gitter die ausgezeichneten Richtungen gezeigt: die (nn)-Richtung mit dem kürzesten Abstand benachbarter Löcher; und die (nnn)-Richtung mit dem längsten Abstand benachbarter Löcher. Jede Gruppe mit 21 Gittern teilt sich in 3 Reihen mit einem Lochabstand $a$ von 200 nm, 400 nm oder 600 nm auf. In jeder Reihe variiert der Lochdurchmesser $d$ linear von $1/8 \cdot a$ bis $7/8 \cdot a$. Dieser Satz von 42 Antidotgittern wurde dann in 20 nm dünnen Fe-, Ni- und NiFe-Filmen hergestellt.

Die Hystersemessungen sind exemplarisch für zwei Antidotgitter in Eisen in Abbildung 5.2 veranschaulicht. Dabei ist offensichtlich, dass die Antidotgitter die magnetische Hysterese massiv beeinflussen. Das Koerzitivfeld von 24 Oe im unstrukturierten Film erhöht sich auf 65 Oe in einem quadratischen Antidotgitter ($a = 400$ nm und $d = 50$ nm). Bei noch größeren Löchern ($a = 400$ nm und $d = 200$ nm) steigt das Koerzitivfeld weiter auf 130 Oe, was im nachfolgenden Abschnitt 5.2 näher besprochen wird.

## 5.1 Anisotropie

Die Antidotgitter beeinflussen nicht nur das Koerzitivfeld, dessen Abhängigkeit von den geometrischen Antidotgitterparametern in Kapitel 5.2 detailliert besprochen wird, sondern sind auch der dominierende Einfluss auf die Anisotropie. In Abbildung 5.3(a) sind die winkelabhängigen Koerzitivfelder von unstrukturierten Fe-, Ni- und NiFe-Filmen der unteren Grenze der Koerzitivfelder, der hier betrachteten Antidotgitter, gegenüber gestellt. Hier zeigt sich, dass das Koerzitivfeld des nativen Films immer klein gegenüber dem der Antidotgitter ist [26]. Daher spiegelt sich auch ausschließlich die Geometrie der Antidotgitter in der magnetischen Anisotropie in Antidotproben wider [13, 26, 31, 107]. Dies ist am Beispiel von zwei hexagonalen Antidotgittern ($a = 400$ nm und $d = 50$ nm; $a = 200$ nm und $d = 100$ nm) in Abbildung 5.3(b) veranschaulicht. In diesen Antidotgittern folgt



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

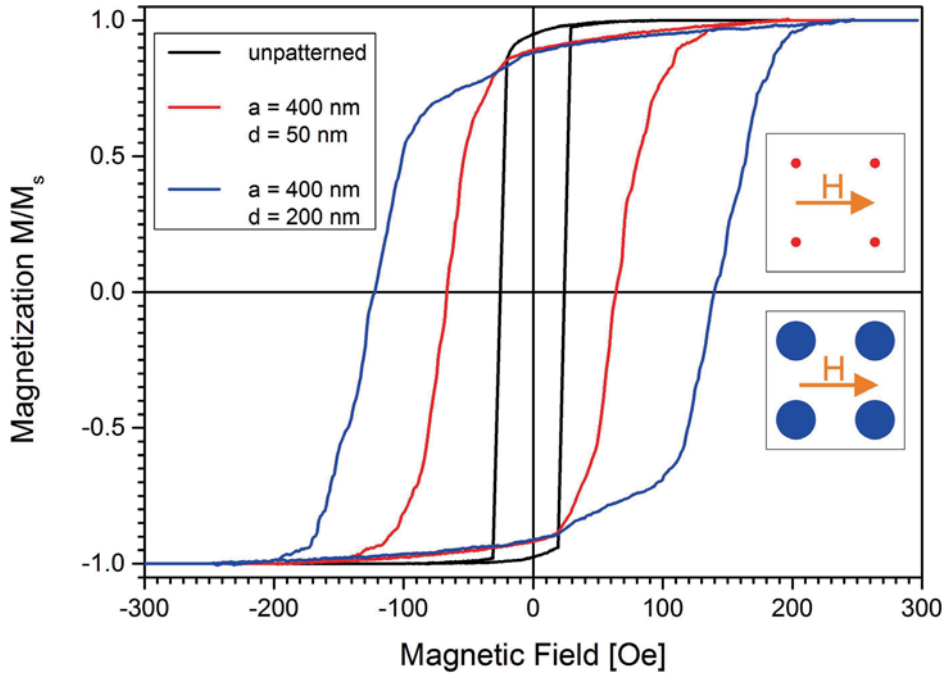



**Abbildung 5.2:** Exemplarischer Satz von MOKE-Hystersen, die zur nachfolgenden Bestimmung des Koerzitivfelds herangezogen wurden. Gezeigt sind die Hysteresen eines unstrukturierten, 20 nm dünnen Fe-Films und zweier quadratischer Antidotgittern entlang der 0°-Richtung mit unterschiedlichen Gitterparametern ($a = 400$ nm und $d = 50$ nm; $a = 400$ nm und $d = 200$ nm) in selbigem. Nachdruck aus [26].

das winkelabhängige Koerztivfeld exakt der sechszähligen Symmetrie des Antidotgitters. Dabei wechseln sich leichte und schwere Richtungen alle 30° ab und bei den hier gezeigten Gitterparametern sind alle (nn)-Richtungen leichte Richtungen.

In hexagonalen Antidotgittern ist die (nn)-Richtung jedoch nicht zwingend die leichte Richtung. Dies zeigt sich in Abbildung 5.4(a), in der die Asymmetrie der Koerzitivfelder entlang der (nn)-Richtung $H_c^{(nn)}$ und der (nnn)-Richtung $H_c^{(nnn)}$ für verschiedene Antidotgitter als Indikator für eine leichte oder schwere Richtung dargestellt sind. In den gezeigten Antidotgittern in einem 20 nm dünnen Eisenfilm wechselt die leichte Richtung von der (nn)-Richtung zur (nnn)-Richtung, wenn das Verhältnis von Lochdurchmesser $d$ zu Lochabstand $a$ größer als 0,5 wird. Ähnliches ist für Nickel und Permalloy zu beobachten und wurde auch von Haering *et al.* [31] beobachtet. Vereinfachend lässt sich feststellen, dass die leichte Richtung entlang



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

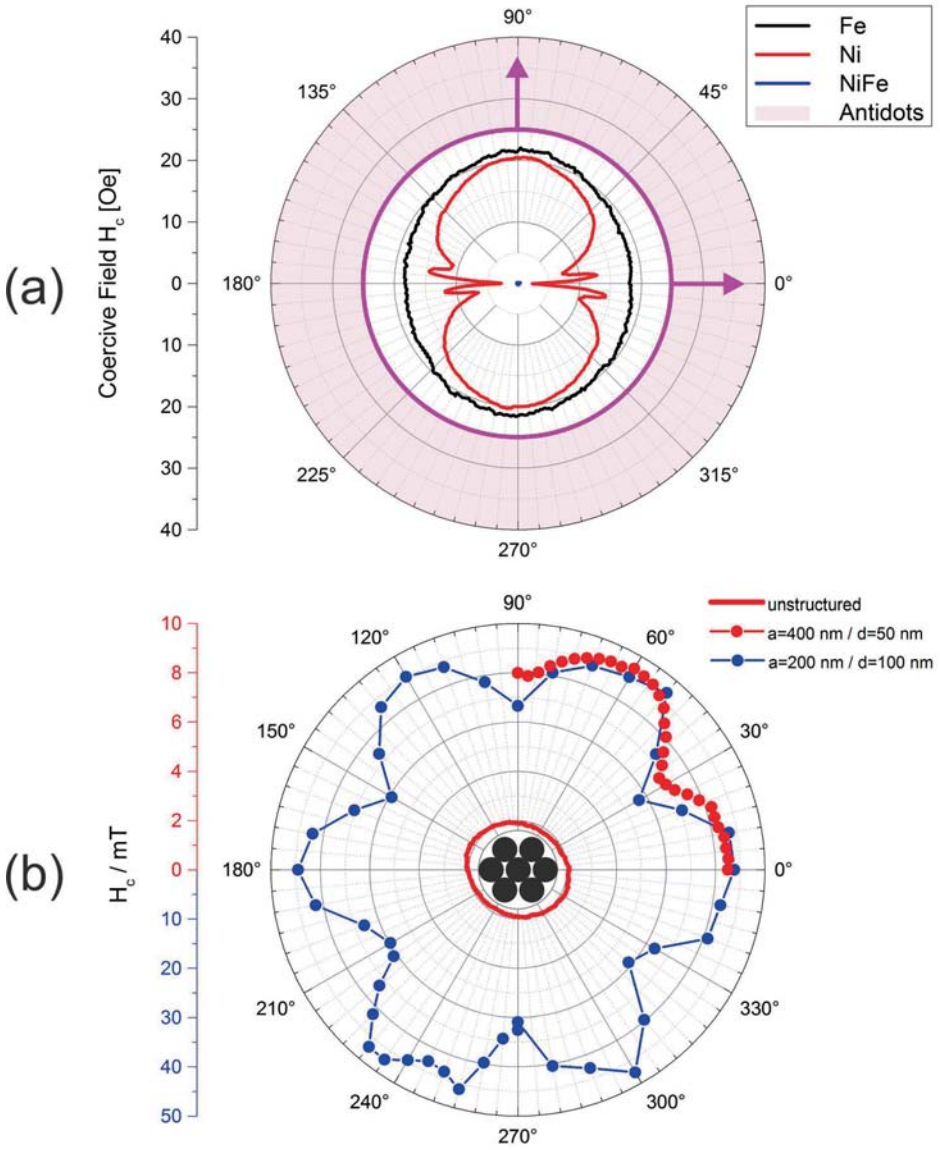



**Abbildung 5.3:** Winkelabhängigkeit der Koerzitivfelder *(a)* in nativen Fe, Ni und NiFe Dünnschichten mit einer jeweiligen Dicke von 20 nm. Zusätzlich ist das untere Ende der Koerzitivfeldspanne der hier betrachteten Antidotgitter angedeutet. Des Weiteren sind in *(b)* die winkelabhängigen Koerzitivfelder zweier ausgewählter hexagonaler Antidotgitter [$a = 400\,\text{nm}$ und $d = 50\,\text{nm}$ (rote Skala); $a = 200\,\text{nm}$ und $d = 100\,\text{nm}$ (blaue Skala)] in einem 20 nm dünnen Fe-Film gezeigt. Die magnetische Anisotropie der Dünnfilme wird durch die Nanostrukturierung vollständig unterdrückt und es ist ausschließlich die Anisotropie des Antidotgitters zu beobachten. Nachdruck aus *(a)* [26] und *(b)* [29].



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

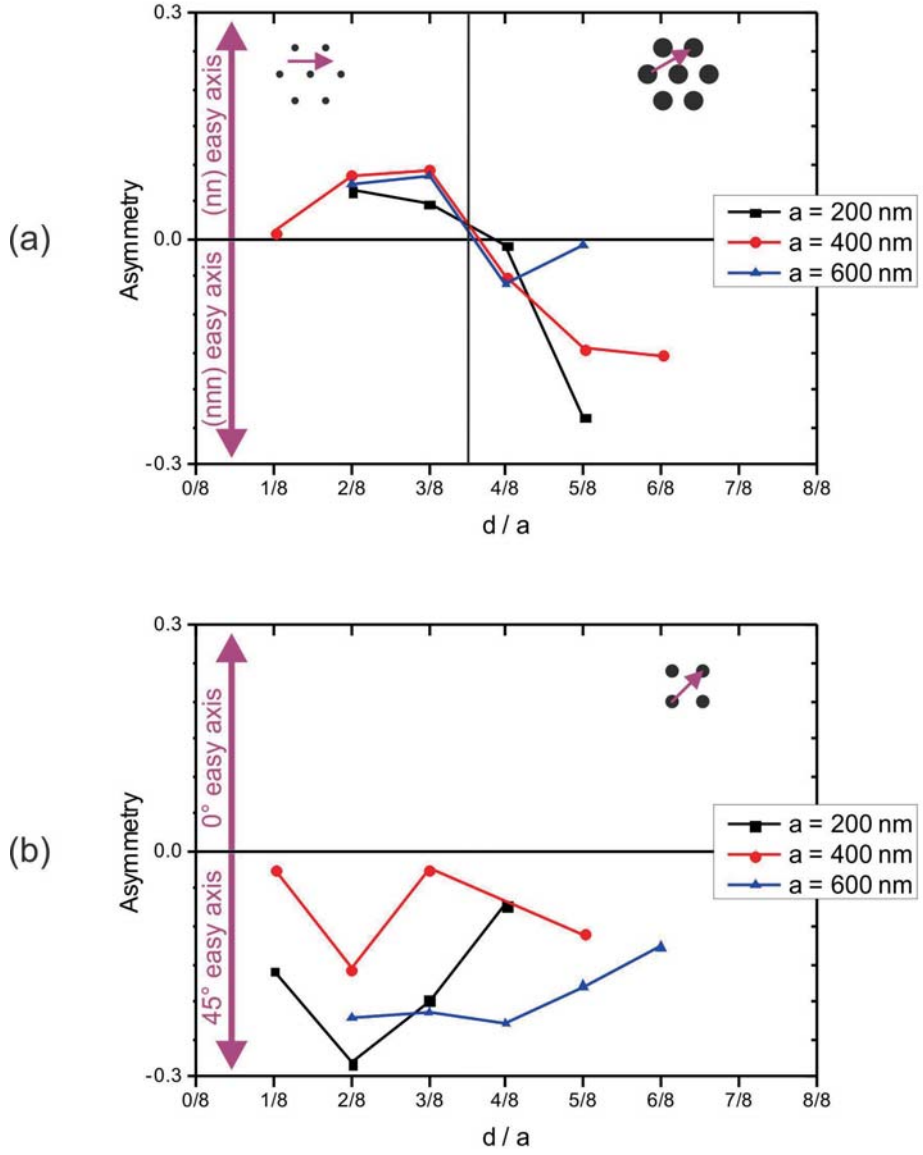



**Abbildung 5.4:** Asymmetrie der Koerztivfelder $\left(H_c^{(nn)} - H_c^{(nnn)}\right) / \left(H_c^{(nn)} + H_c^{(nnn)}\right)$ als Kenngröße für die Orientierung der leichten Richtung in *(a)* hexagonalen und *(b)* quadratischen Antidogittern in einem 20 nm dünnen Fe-Film. Des Weiteren ist diese Ausrichtung schematisch im Verhältnis zum Antidotgitter dargestellt. In hexagonalen Gittern liegt diese für $d/a < 0.5$ entlang der (nnn)- und für $d/a \geq 0.5$ entlang der (nn)-Richtung; in quadratischen Gittern liegt sie immer entlang der (nnn)-Richtung.



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

der (nn)-Richtung verläuft, so lange ein gerader, ununterbrochener Materialstreifen vorhanden ist ($d/a < 0{,}5$) [31]. Sobald dieser Materialstreifen wellenförmig verläuft ($d/a \geq 0{,}5$), liegt die leichte Richtung entlang der (nnn)-Richtung, in der der größte Abstand zwischen benachbarten Löchern auftritt [31].

Dahingegen liegt die leichte Richtung in quadratischen Antidotgittern immer entlang der 45°-Richtung, was in Abbildung 5.4(b) gezeigt ist [107]. Daher wurden im nachfolgenden Abschnitt 5.2 lediglich die Koerzitivfelder der quadratischen Antidotgitter berücksichtigt, da hier kein Wechsel zwischen leichter und schwerer Richtung für bestimmte Gitterparameter auftritt.

## 5.2 Koerzitivfelder in quadratischen Antidotgittern

Damit Antidotgitter dafür genutzt werden können das Koerzitivfeld eines magnetischen Dünnfilms gezielt für eine Anwendung einzustellen, ist eine mathematische Beschreibung der Abhängigkeit des Koerzitivfelds von den Gitterparametern notwendig. Dies wurde bereits in verschiedenen Studien versucht [11, 12, 77, 82, 85, 89, 102, 106]. Dabei wurden die Löcher des Antidotgitters als Punktdefekte angenommen, die als Verankerungspunkte dienen [39]. Des Weiteren wurde in der Literatur angenommen, dass die Defektgröße gegenüber der Domänenwanddicke groß ist, d. h. dass der Lochdurchmesser $d$ größer ist als die Domänenwanddicke [11, 12, 77, 82, 85, 89, 102, 106]. Daraus ergibt sich, dass die Domänenwandlänge durch die Breite $w$ des Materialstegs zwischen zwei benachbarten Löchern bestimmt wird [11, 12, 77, 82, 85, 89, 102, 106]. Die Abhängigkeit des Koerzitvfelds $H_c$ von der Stegbreite $w$ wurde, in Anlehnung an Arbeiten zu dünnen, magnetischen Streifen [1], mit einer einfachen $1/w$ Relation beschrieben [82, 85, 89, 102, 106]. Wegen der zuvor beschrieben Schwierigkeit eine große Zahl von Proben herzustellen, beschränkten sich frühere Arbeiten jedoch auf eine sehr kleine Anzahl von Proben. Dabei wurde nur ein kleiner Parameterbereich abgedeckt und verschiedene Materialien wurden nicht verglichen, so dass dort ein $1/w$ Gesetz die Daten ausreichend beschreiben konnte [11, 12, 77, 82, 85, 89, 102, 106]. Aufgrund der beschränkten Datenbasis konnte die strenge Gültigkeit dieser $1/w$ Relation jedoch nicht bestätigt werden [26, 77].

Daher wurde hier ein größerer Datensatz auf Basis der zuvor beschriebenen 21 quadratischen Antidotgitter in Fe, Ni und NiFe herangezogen, um eine zuverlässige-



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

**Tabelle 5.1:** Parameter der Anpassung der Messdaten aus Abbildung 5.5 an Gleichung (5.1) für 20 nm dünne Fe-, Ni- und NiFe-Filme. Zusätzliche sind die Domänenwandenergien $\gamma_B$ und die Austauschlängen $l_{\text{ex}}$ nach Kronmüller [50] zum Vergleich gezeigt. Nachdruck aus [26].

| | Fe | Ni | NiFe |
|---|---|---|---|
| $H_c^0$ [Oe] | 23.85 | 16.4 | 1.1 |
| $D^{oe}$ [Oe nm$^{-p}$] | $(7 \pm 3) \cdot 10^5$ | $(9 \pm 8) \cdot 10^4$ | $(4 \pm 4) \cdot 10^3$ |
| $p$ | $1.6 \pm 0.1$ | $1.3 \pm 0.2$ | $0.8 \pm 0.2$ |
| $\gamma_B \left[\text{mJ m}^{-2}\right]$ [50] $= 2 \cdot \sqrt{A \cdot K_1}$ | 2.1 | 0.39 | 0.058 |
| $l_{\text{ex}}$ [nm] [50] $= \sqrt{\frac{A}{K_1}}$ | 21 | 42 | 240 |

re mathematische Modellierung des Koerzitivfelds in Antidogittern zu ermöglichen. Dabei wurden für jedes Antidotgitter die Messungen bei 0° und 90° berücksichtigt, da beide Richtungen des quadratischen Gitters gleichwertig sind und die native Anisotropie der magnetischen Filme durch das Antidotgitter unterdrückt wird, wie in Abschnitt 5.1 diskutiert ist. Castán-Guerrero *et al.* [11] haben gezeigt, dass es für das Koerzitivfeld des Antidotgitters unerheblich ist, ob dieses frei steht oder in einen kontinuierlichen Materialfilm eingebettet ist. Daher kann das hier diskutierte Modell allgemein für Antidotgitter angewandt werden [26].

Die Koerzitivfelder für jedes Antidotgitter sind in Abbildung 5.5 in Abhängigkeit der Stegbreite $w = a - d$ dargestellt. In dem hier gezeigten großen Datensatz war es, im Gegensatz zu Arbeiten anderer [11, 12, 77, 82, 85, 89, 102, 106], nicht möglich eine simple $1/w$ Relation an die Daten anzupassen, was exemplarisch für Antidotgitter in einem 20 nm dünnen Eisenfilm in Abbildung 5.5(a) gezeigt ist. Daher wurde das Modell um einen nicht ganzzahligen Exponenten von $w$ zu

$$H_c(w) = H_c^0 + D^{oe} \cdot \frac{1}{w^p} \tag{5.1}$$

ergänzt. Dabei ist $H_c$ das Koerztivfeld, $H_c^0$ das Koerzitivfeld des nativen Films, $D^{oe}$ der Skalierungsfaktor der beobachteten Koerzitivfelderhöhung und $p$ ein nicht ganzzahliger Exponent der Stegbreite $w$ als Modellparameter. Die Parameter der



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

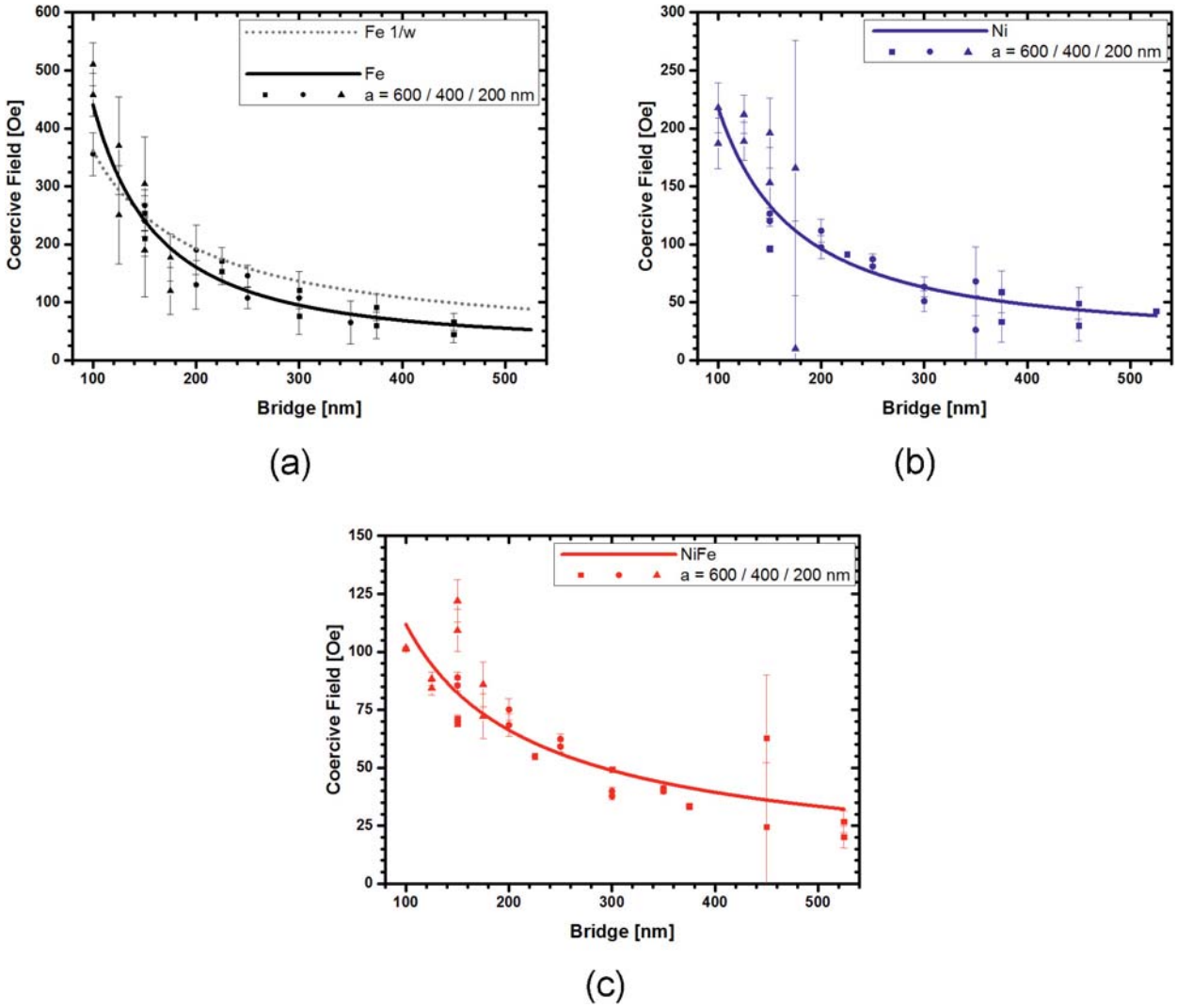



**Abbildung 5.5:** Koerzitivfelder von Antidotgittern in 20 nm dünnen *(a)* Fe, *(b)* Ni, und *(c)* NiFe Filmen in Abhängigkeit der Stegbreite $w = a - d$. Dabei können verschiedene Kombination von $a$ und $d$ zu der gleichen Stegbreite $w$ führen. Die verschiedenen Symbole ordnen die Messpunkte den jeweiligen Parameterserien mit $a =$ 200 nm, 400 nm oder 600 nm zu. Die Regressionskurve nach Gleichung (5.1) ist als gepunktete Linie gezeigt. Zusätzlich ist für Fe eine Regressionslinie für eine einfache $1/w$ Relation gezeigt. Nachdruck aus [26].



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

Anpassung der Messungen an Gleichung (5.1) sind in Tabelle 5.1 zusammengefasst und die entsprechenden Regressionslinien sind zusätzlich in Abbildung 5.5 gezeigt. Insgesamt wurde ein Bestimmtheitsmaß $R^2$ von 0,9 berechnet, was darauf hindeutet, dass eine akzeptablen Anpassung der Daten an das vorgeschlagene Modell möglich ist [26].

Vergleicht man die Domänenwandenergien $\gamma_B$ [50], die ebenfalls in Tabelle 5.1 aufgeführt sind, mit den Werten für $D^{oe}$ zeigt sich eine ähnliche Tendenz für beide Größen. $D^{oe}_{\mathrm{Fe}}$ ist eine Größenordnung größer als $D^{oe}_{\mathrm{Ni}}$ und dieses ist wiederum eine Größenordnung größer als $D^{oe}_{\mathrm{NiFe}}$. Das Verhältnis von $D^{oe}_{\mathrm{Ni}}$ zu $D^{oe}_{\mathrm{Fe}}$ und das Verhältnis der beiden Domänenwandenergien stimmt mit 0,14 bzw. 0,18 sogar quantitativ überein [26]. Die starke Verankerung von Domänen im Antidotgitter kommt durch die Verkürzung von Domänenwänden und die Minimierung von Domänenwandenergien zustande. Die Länge der Domänenwände wird wiederum durch die Breite des Materialstegs zwischen zwei Löchern bestimmt [29, 30]. Der starke Einfluss der Domänenwandenergie $\gamma_B$ auf den Skalierungsfaktor der Koerztivfelderhöhung $D^{oe}$ ist zu daher zu erwarten. Da $D^{oe}$ in diesem Modell jedoch von $p$ abhängt, ist er kein direktes Maß für die Domänenwandenergie [26]. Das ist auch daran ersichtlich, dass $D^{oe}_{\mathrm{NiFe}}$ erheblich kleiner ist, als von den Domänenwandenergien allein zu erwarten wäre [26].

$p$ und zu einem gewissen Grad $D^{oe}$ sind auch ein Maß für die Fähigkeit des Stegs eine kurze Domänenwand zu stabilisieren. Aus den in Tabelle 5.1 aufgeführten Werten für $p$ wird ersichtlich, dass Antidotgitter in NiFe weniger effiziente Verankerungszentren sind. Bei Betrachtung der Austauschlängen [50] $l_{\mathrm{ex}}$, die ebenfalls in Tabelle 5.1 aufgeführt sind, zeigt sich, dass diese in NiFe erheblich größer sind als in Fe und Ni. In NiFe sind die Austauschlängen $l_{\mathrm{ex}}$ länger als die Durchmesser $d$ der Löcher, die als Verankerungspunkte dienen sollen. Die Annahme, dass die Löcher in Antidotgittern größer sind als die Austauschlängen, die für eine strikte $1/w$ Relation gemacht wurde, ist demnach nicht für alle Materialien gültig. Daher ist eine Reduktion von $p$ in NiFe plausibel, da die Antidotgitter hier nicht so effektiv als Verankerungszentren wirksam sind wie in Fe oder Ni und daher zu einer weniger starken Erhöhung des Koerzitivfelds führen [26].

Bei vereinfachender Betrachtung basiert die Verankerungsstärke auf der Domänenwandlänge, die durch die Breites des Materialstegs bestimmt und damit gegenüber dem unstrukturierten Material verkürzt wird. Die Verankerungseffizienz basiert auf der Länge des Materialstegs gegenüber der Domänenwandbreite und damit der Austauschlänge [30]. Da die hier betrachteten Antidotgitter runde Löcher aufweisen, skalieren diese beiden Größen nicht unabhängig voneinander. Obwohl



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

die Einführung von $p$ in Gleichung (5.1) es erlaubt unterschiedliche Verankerungseffizienzen in verschiedenen Materialien zu berücksichtigen und eine physikalische Grundlage von $p$ und $D^{oe}$ gegeben ist, ist eine *ab initio* Berechnung der Parameter aus mikromagnetischen Größen nicht möglich, da eine gegenseitige Abhängigkeit vorliegt und weitere komplexe Abhängigkeiten nicht auszuschließen sind [26].

## 5.3 Zusammenfassung

Zusammenfassend wird bestätigt, dass die Geometrie des Antidotgitters in den hier untersuchten Dünnfilmen der maßgebende Einfluss auf die makroskopischen magnetischen Eigenschaften sind. Die magnetische Anisotropie spiegelt die Symmetrie des jeweiligen Antidotgitters wieder: in einem quadratischen Gitter findet sich eine vierzählige Symmetrie und die leichten Richtungen sind entlang der Gitterdiagonalen mit dem größten Abstand zwischen zwei benachbarten Antidots orientiert. In hexagonalen Antidotgittern findet sich immer eine sechszählige Symmetrie, wobei für kleine Lochdurchmesser ($d/a < 0.5$) die leichten Richtungen entlang der (nn)-Richtungen und für große Lochdurchmesser ($d/a \leq 0.5$) entlang der (nnn)-Richtungen verlaufen. Dies stimmt mit den Ergebnissen aus der Literatur [31, 107] überein.

Das Koerzitivfeld wird ebenso von den Antidotgittern bestimmt und die Nanostrukturierung führt zu einer erheblichen Erhöhung von $H_c$ gegenüber dem ursprünglichen Film. Die entscheidenden Einflüsse sind dabei die Stegbreite zwischen zwei benachbarten Löchern, die die Länge der Domänenwände und damit die Domänenwandenergie reduziert und so zu Domänenverankerung führt, und das Verhältnis von Lochdurchmesser zu Austauschlänge, da nur Löcher die größer als die Austauschlänge sind effiziente Verankerungspunkte für die Domänen sind. Durch die Betrachtung einer Vielzahl von verschiedenen Gittergeometrien in drei unterschiedlichen Materialien konnte hier eine zuverlässige Datenbasis für die Modellierung der Koerzitivfeldveränderung in Antidotgittern gewonnen werden. Durch die Erweiterung der bis dato üblichen, strengen $1/w$ Relationen, konnte ein allgemeines Modell für das Koerzitivfeld in verschiedenen Antidotgittern in variablen Materialien gefunden werden. Des Weiteren konnte ein physikalisches Fundament für die Modellparameter $D^{oe}$ und $p$ aufgezeigt werden [26].



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

# 6 Entwicklung Schneller First-Order Reversal Curve Messungen

Die in Kapitel 2.3 beschriebenen FORC-Technik ist im Prinzip geeignet die Ummagnetisierungsprozesse in Antidotgittern zu untersuchen, die konkrete Umsetzung ist jedoch nicht trivial. Da Antidotgitter in magnetischen Materialien zwar zu einer Erhöhung des Koerzitivfelds, wie in Kapitel 5.2 besprochen, führen, die mikroskopischen Ummagnetisierungsprozesse jedoch teilweise nur kleinste Umschaltfeldunterschiede aufweisen, ist für eine FORC-Untersuchung eine große Anzahl von Nebenhysteresen notwendig, die eine hohe Feldauflösung über einen großen Feldbereich erlauben. Typischerweise werden FORC-Messungen mit VSM- oder SQUID-Magnetometern durchgeführt, die etwa 1 s je Datenpunkt in einer Nebenhysterese benötigen, was zu einer Gesamtmesszeit bis zu mehreren Tagen führt [5]. Schnellere Magnetometriemethoden, wie das hier verwendete MOKE, haben hingegen den Nachteil, dass sie keine absoluten und stabilen Messwerte über viele Zyklen von Nebenhysteresen liefern. Wie in Kapitel 3.1 beschrieben, erhält man mit MOKE-Magnetometern keine Absolutwerte der Magnetisierung und die Driftstabilität ist auf wenige Minuten beschränkt. Dabei wird die Drift typischerweise durch mechanische Instabilitäten des Analysatorsystems dominiert. Des Weiteren muss ein großer Untergrund aus dem Faraday-Effekt in optischen Elementen in der Nähe der Probe und aus weiteren nicht-linearen Effekten kompensiert werden. Daher wurde diese Methode bisher kaum für FORC-Messungen eingesetzt und war auf wenige Nebenhysteresen und damit geringe Feldauflösung beschränkt [9]. Im Rahmen dieser Arbeit wurde daher ein Messprotokoll entwickelt, um mittels MOKE hochauflösende FORC-Messungen in kurzer Zeit durchzuführen. Dies wird im nachfolgenden beschrieben [27].



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

# 6.1 Umsetzung von FORC-Messungen mit MOKE-Magnetometrie

Da üblicherweise MOKE-Magnetometer für die Aufnahme einzelner Hysteresen innerhalb weniger Sekunden optimiert sind, für FORC jedoch eine Vielzahl von Nebenhysteresen ineinander greifen müssen, wird jede einzelne Nebenhysterese als eigenständige Messung behandelt, diese werden jedoch über spezielle Ankerpunkte miteinander verknüpft. Aus der für FORC untypisch schnellen Datenakquisition ergibt sich jedoch eine neue Limitierung bei der Auswertung der Daten, was eine Reduzierung der Daten bereits zum Messzeitpunkt wünschenswert macht. Im nachfolgenden werden Lösungen für diese Probleme erörtert [27].

## 6.1.1 Untergrundkorrektur

Im allgemeinen lässt sich das Messsignal bei einer MOKE-Messung als

$$\Theta = \left(\Theta_{\mathrm{Kerr}}(M) + \Theta_{\mathrm{Faraday}}(H) + \Theta_{\mathrm{NL}}\left(H,\dot{H}\right)\right)\cdot f_{\mathrm{Depol}} + \Theta_{\mathrm{Drift}}(t) + \Theta_{\mathrm{Offset}} \quad (6.1)$$

ausdrücken, wobei $\Theta_{\mathrm{Kerr}}(M)$ der magnetisierungsabhängige Kerr-Winkel, $\Theta_{\mathrm{Faraday}}(H)$ der feldabhängige Faraday-Winkel, $\Theta_{\mathrm{NL}}(H,\dot{H})$ ein nicht-linearer Untergrund, der vom Feld und der Änderungsrate des Felds abhängt, $f_{\mathrm{Depol}}$ ein Depolarisationsfaktor, der von Verunreinigungen in den optischen Elementen verursacht wird, $\Theta_{\mathrm{Drift}}$ die zeitabhängige Drift und $\Theta_{\mathrm{Offset}}$ ein konstanter Offset ist, dabei ist lediglich $\Theta_{\mathrm{Kerr}}$ das Nutzsignal. $\Theta_{\mathrm{Drift}}$ und $\Theta_{\mathrm{Offset}}$ stammen hauptsächlich aus der Einheit aus Analysator (Halbwellenplatte) und Detektor (Wollaston-Prisma und Photodioden) und unterliegen daher nicht der Depolarisation beim Durchgang durch die anderen optischen Elemente.

Da jede Nebenhysterese separat betrachtet wird, kann die jeweilige Messzeit unter 60 s gehalten werden und damit $\Theta_{\mathrm{Drift}}$ vernachlässigt werden. Des Weiteren lässt sich $\Theta_{\mathrm{NL}}$ bei moderaten Änderungsraten ($\dot{H} < 5\,\mathrm{kOe/s}$) durch einen linearen Untergrund approximieren und geht damit mathematisch in den Faraday-Untergrund über. Da die Verdet-Konstante $V$, der am Faraday-Untergrund beteiligten optischen Elemente, unbekannt ist, kann der Depolarisationsfaktor $f_{\mathrm{Depol}}$, der mathematisch effektiv eine Änderung von $V$ bewirkt, bei der Bestimmung von $\Theta_{\mathrm{Faraday}}$ vernachlässigt werden. Gleichung (6.1) vereinfacht sich daher zu

$$\Theta = \Theta_{\mathrm{Kerr}} \cdot f_{\mathrm{Depol}} + \Theta_{\mathrm{Faraday}}(H) + \Theta_{\mathrm{Offset}}. \quad (6.2)$$



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

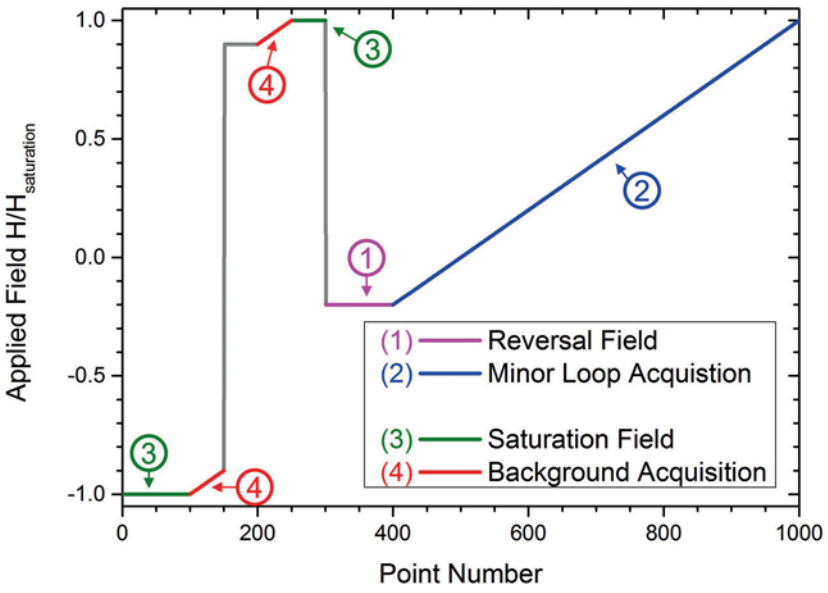



**Abbildung 6.1:** Feldprofil für die Messung von Nebenhysteresen mittels MOKE-Magnetometrie. Die Teile 3 und 4, die grün bzw. rot markiert sind, dienen der Referenzierung; die Teile 1 und 2, die pink bzw. blau markiert sind, sind das variable Umkehrfeld $H_r$ und die eigentliche Nebenhysterese. Nachdruck aus [27].

Um den Nutzwert $\Theta_{\mathrm{Kerr}}$ zu erhalten lässt sich Gleichung (6.2) zu:

$$\Theta_{\mathrm{Kerr}} = \frac{\Theta - \Theta_{\mathrm{Faraday}}(H) - \Theta_{\mathrm{Offset}}}{f_{\mathrm{Depol}}} \tag{6.3}$$

vereinfachen und die nicht direkt bestimmbaren Größen, die den Untergrund ausmachen, lassen sich durch allgemeine Parameter ersetzen:

$$\Theta_{\mathrm{Kerr}} = \frac{\Theta - a \cdot H - b}{c}. \tag{6.4}$$

Um die unbekannten Parameter aus Gleichung (6.4) zu bestimmen, wurde eine spezielle Feldform für die Nebenhysteresemessungen entwickelt, die in Abbildung 6.1 schematisch gezeigt ist. Dabei werden 10% der Messzeit zur Stabilisierung des Umkehrfelds $H_r$ [pink, gezeichnet als (1)] und 60% zur Akquisition der eigentlichen Nebenhysterese [blau, gekennzeichnet als (2)] verwendet. Die restlichen 30% der Messzeit eines Zyklus werden für die Bestimmung des Untergrunds verwendet.



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

Dabei wird je Zyklus die Polarisationsdrehung in positiver und negativer Sättigung gemessen [grün, markiert als (3)] und von beiden Positionen aus die Feldabhängigkeit von $\Theta$ bestimmt [rot, gekennzeichnet als (4)]. Da die Probenmagnetisierung in den Bereichen (4) gesättigt ist, ist dabei die einzige feldabhängige Größe der Faraday-Untergrund und aus der Steigung $\Theta/H$ lässt sich der Parameter $a$ in Gleichung (6.4) bestimmen. Da hierfür sichergestellt sein muss, dass die Probenmagnetisierung gesättigt ist, muss ein erhöhtes Maximalfeld von 110% des zur Sättigung notwendigen Felds erreicht werden. Unter der Annahme, dass der Betrag der Magnetisierung in positiver und negativer Sättigung gleich ist, und damit $|\Theta_{+\mathrm{sat}}| = |\Theta_{-\mathrm{sat}}|$ gilt, lässt sich aus den $\Theta$-Messwerten in den Bereichen (3) der Parameter $b$ für die Offsetkorrektur bestimmen. Da MOKE-Magnetometer nicht absolut kalibriert sind und der Materialparameter $Q$, der die Stärke des Kerr-Effekts angibt, unbekannt ist (vgl. Kapitel 3.1), ist die absolute Bestimmung von $c$ nicht ohne Weiteres möglich. Da jedoch davon auszugehen ist, dass sich die Sättigungsmagnetisierung im Verlauf der Messung nicht ändert, kann mit $|\Theta_{+\mathrm{sat}}| = |\Theta_{-\mathrm{sat}}| \hat{=} M_{\mathrm{sat}}$ auch dieser Parameter für die Untergrundkorrektur bestimmt werden [27].

Durch die Verwendung von positiver und negativer Sättigung der Probenmagnetisierung als Ankerpunkte, um einzelne Messungen von Nebenhysteresen zu verknüpfen und alle Untergrundeinflüsse zu beseitigen, lässt sich mit dem hier entwickelten Messprotokoll FORC automatisiert und stabil mittels MOKE-Magnetometrie messen [27].

### 6.1.2 Datenreduktion

Mit modernen MOKE-Magnetometern sind hohe Akquisitionsgeschwindigkeiten von etwa 10 s je Nebenhysterese möglich. Die für FORC ungewöhnlich große Datenmenge, wirft daher bei der Berechnung der FORC-Dichte [vgl. Gleichung (2.6)] aus den Messdaten neue Probleme auf. Lohnenswert ist daher die Datenmenge bereits bei der Messung zu begrenzen [27].

Ein geeigneter Ansatz dafür ist die Auflösung des Umkehrfelds $H_r$ in geeigneten Bereichen der FORC-Verteilungen zu reduzieren, in denen keine signifikanten Signale erwartet werden. Da die FORC-Dichte auch eine partielle Ableitung $\partial M/\partial H_r$ ist, lässt sich folgern, dass nur dort FORC-Signale auftreten, wo sich die Magnetisierung zwischen zwei benachbarten $H_r$-Werten ändert. Daraus wiederum ergibt sich, dass eine große Dichte von Umkehrfeldern dort notwendig ist, wo sich der absteigende Zweig der Hysterese stark ändert, wie es exemplarisch in Abbildung 6.2 dargestellt ist. Dieser Ansatz und die damit verbundene, angepasste Datenauswer-



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

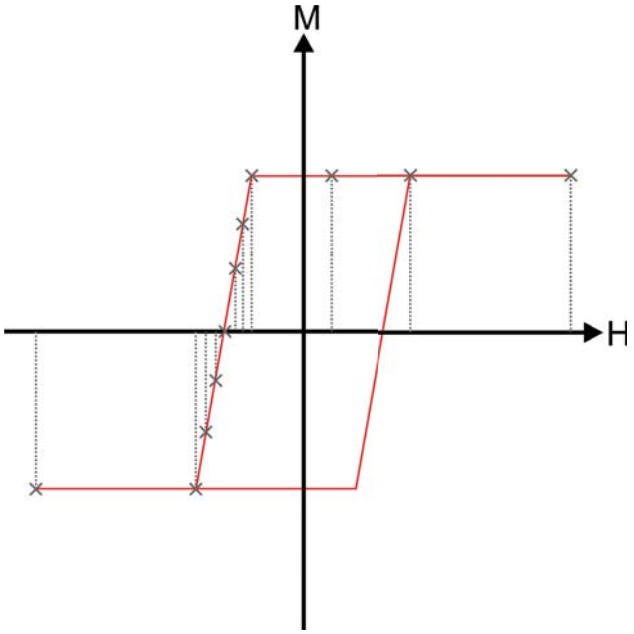



**Abbildung 6.2:** Schematisches Beispiel für eine nicht-äquidistante Auswahl von Umkehrfeldern $H_r$ für FORC-Messungen. Für Felder, bei denen sich der absteigende Zweig der Hysterese stark ändert, ist eine größere Punktdichte erforderlich als für Bereiche mit wenig Änderung.

tung wurde von Harrison [34], mit dem Ziel die Messzeit für konventionelle Magnetometer zu reduzieren, bereits für VSM basierte FORC-Messungen gezeigt.Da bei MOKE-FORC jede Nebenhysterese eigenständig behandelt wird, können nachträglich weitere Nebenhysteresen über die zwei zuvor besprochenen Ankerpunkte in eine FORC-Messung eingefügt werden, falls die Auflösung nach numerischer Auswertung nicht ausreichend sein sollte [27].

### 6.1.3 Datenauswertung

Im Allgemeinen haben sich für die Berechnung von FORC-Verteilungen, die mittels SQUID, VSM oder *Alternating Gradient Magnetometer* (AGM) gemessen wurden, die gut entwickelten FORCinel [34] und VariFORC [22] Algorithmen durchgesetzt, die lokal lineare Kernel-Regression und nicht-ganzzahlige, nicht-lineare Glättungsfaktoren benutzen. Für diese Messmethoden, bei denen die lange Messdauer die Zahl der Messpunkte beschränkt, wurde gezeigt, dass eine Interpolation der Mess-



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

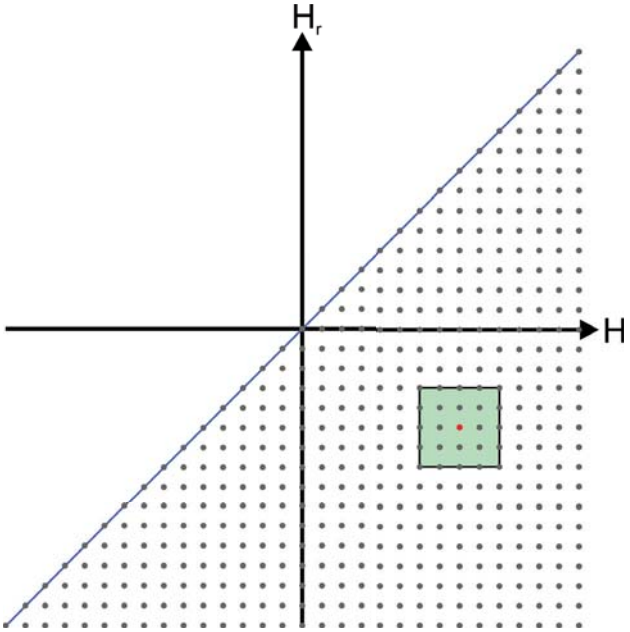



**Abbildung 6.3:** Schematische Darstellung des, aus dem Glättungsfaktor bestimmten, Bereichs zur Anpassung eines Polynoms nach Gleichung (6.7) in Anlehnung an [34]. Um einen Punkt (rot gekennzeichnet), für den die FORC-Dichte berechnet werden soll, spannt ein Glättungsfaktor $SF = 2$ einen 25 Punkte umfassenden Bereich (grün) auf.

daten auf ein reguläres Gitter nicht der optimale Ansatz für die Berechnung der FORC-Diagramme ist [34]. Bei MOKE-FORC-Messungen fallen jedoch typischerweise mehr als 200.000 Datenpunkte an, so dass die Zahl der Messpunkte nicht limitierend ist, sondern viel mehr die Zeit, die zur Berechnung der FORC-Dichte $\rho$ notwendig ist. Ein Algorithmus, der die Datenpunkte auf ein reguläres Gitter interpoliert, erlaubt auch die flexible Reduzierung der Punktzahl vor der Berechnung von $\rho$ und damit eine erste, grobe Auswertung der Daten mit kurzer Rechenzeit. Da die Erfordernisse für die Auswertung von MOKE-Daten anders als für die zuvor genannten Methoden sind, wurde hier eine eigene Software entwickelt, die diesen besser genüge wird [27].

Da die FORC-Dichte eine doppelte Ableitung ist, stört bereits leichtes Signalrauschen die Auswertung erheblich, weshalb typischerweise eine Glättung der Messdaten notwendig ist. Nach der Interpolation auf ein reguläres Gitter wird daher um einen Punkt vom so genannten Glättungsfaktor $SF$ ein Datenbereich definiert. Dieser Bereich wird anschließend für die Bestimmung der FORC-Dichte mittels An-



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

passung eines Polynoms herangezogen. Die Anzahl der Datenpunkt $N$ ergibt sich aus dem Glättungsfaktor nach

$$N = (2 \cdot SF + 1)^2, \tag{6.5}$$

was auch in Abbildung 6.3 veranschaulicht ist [22]. Die Basislinienauflösung $R$ einer so berechneten FORC-Verteilung ergibt sich nach

$$R = 2 \cdot SF \cdot \Delta H \tag{6.6}$$

aus $SF$ und der Schrittweite $\Delta H$ des Interpolationsgitters, woraus ersichtlich wird, dass ein möglichst kleiner Glättungsfaktor wünschenswert ist [35]. Die Anpassung eines Polynoms der Form

$$M(H,H_r) = a_1 + a_2 H + a_3 H^2 + a_4 H_r + a_5 H_r^2 - 2a_6 H H_r, \tag{6.7}$$

an den zuvor definierten Bereich ist eine konventionelle Methode zur Berechnung der FORC-Dichte [34], wobei der Parameter $a_6$ die FORC-Dichte ergibt:

$$a_6 = -\frac{1}{2}\frac{\partial M(H,H_r)}{\partial H \partial H_r} \hat{=} \rho(H,H_r). \tag{6.8}$$

Da die einzelnen Bereiche für diese Berechnung unabhängig voneinander sind, eignet sich die Anpassung des Polynoms hervorragend zur starken Parallelisierung, auch in einem verteilten Computersystem, um die Berechnungszeit für eine hochaufgelöste FORC-Messung zu minimieren. Da die FORC-Verteilung für $H < H_r$ und $H_c < 0$ nicht definiert ist, fehlen im Bereich sehr kleiner Koerzitvfelder Datenpunkte, um eine stabile Anpassung nach Gleichung (6.7) zu gewährleisten. Um diese zu kompensieren wird nach dem so genannten erweiterten FORC Formalismus der Bereich $H < H_r$ mit den Werten $M(H,H_r) = M(H = H_r,H_r)$ aufgefüllt [27, 79].

## 6.2 Experimentelle Verifikation

Um die Vorteile der Anwendung von MOKE für FORC-Messungen zu demonstrieren, wurden drei magnetische Systeme gewählt. Zunächst wurde eine weichmagschnetische, dünne Schicht von NiFe untersucht, um die Unterscheidung reversibler und irreversibler Prozesse im erweiterten FORC-Formalismus zu überprüfen und die maximale Messgeschwindigkeit zu zeigen. Anschließend wurde ein



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

Co/FeMn Schichtsystem mit unidirektionaler Anisotropie untersucht, um die korrekte Auftrennung von Koerzitivfeld $H_c$ und Interaktionsfeld $H_u$ zu demonstrieren. Abschließend wurde ein Gd/Fe Vielschichtsystem mit zwei, nahe beieinander liegenden, irreversiblen Umschaltprozessen vermessen, um die Notwendigkeit hoher Feldauflösung zu demonstrieren.

### 6.2.1 NiFe-Dünnschicht

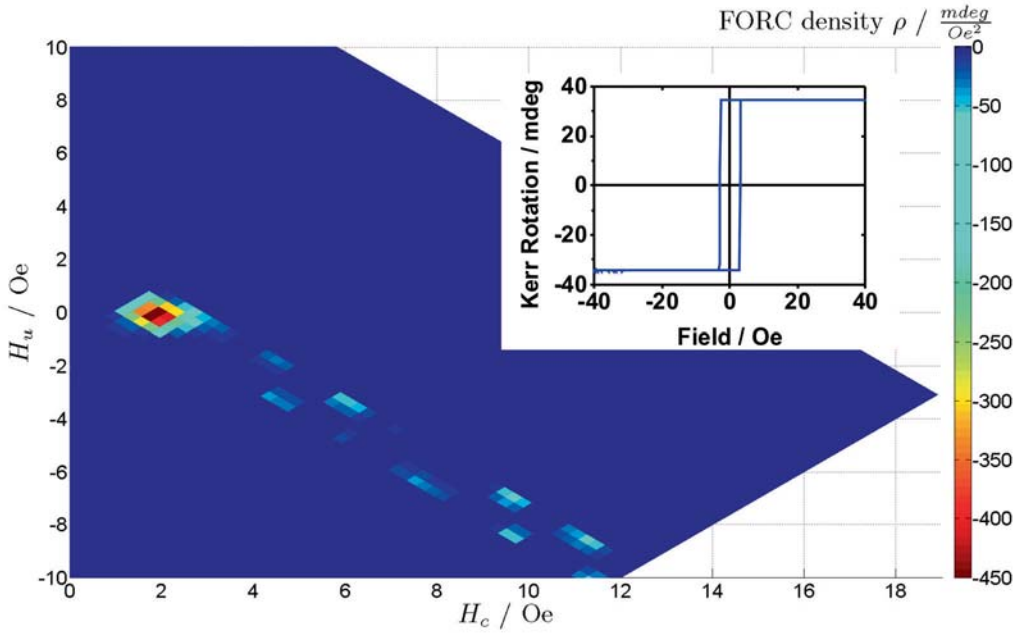
In Abbildung 6.4 ist eine MOKE-FORC-Messung einer NiFe-Testprobe mit künstlich herbeigeführter uniaxialer Anisotropie gezeigt. Die FORC-Verteilungen für die leichte und schwere Richtung sind in Abbildung 6.4(a) bzw. 6.4(b) dargestellt. Hier wurden 101 bzw. 76 Nebenhysteresen gemessen, die mit einer Frequenz von 2,1 Hz jeweils über 50 Zyklen gemittelt wurden. Dies resultierte in einer relativ langen Gesamtmesszeit von 40 bzw. 30 min, da diese Messungen für eine höchstmögliche Auflösung und maximales Signal-Rausch-Verhältnis optimiert wurden [27].

Für die leichte Richtung findet sich ein einzelnes Signal bei $H_c = 2\,\mathrm{Oe}$ und $H_u = 0\,\mathrm{Oe}$, was einer scharfen Domänenwandbewegung durch die vom Laserspot beleuchtete Position entspricht. Des Weiteren findet sich kein Interaktionsfeld, wie es für eine Testprobe ohne unidirektionale Anisotropie oder andere Ursachen für Interaktionsfelder zu erwarten ist. Im Gegensatz dazu zeigt die schwere Richtung ein Signal bei $H_c = 0\,\mathrm{Oe}$, das entlang der $H_u$-Richtung stark verbreitert ist, den so genannten reversiblen Graben, der aufgrund des erweiterten FORC Formalismus auftritt, wenn er nicht von irreversiblen Signalen überlagert wird [79]. Es ist zu bemerken, dass die FORC-Dichte im ersten Fall einen Maximalwert von $450\,\mathrm{mdeg/Oe^2}$ und im zweiten Fall lediglich von $4{,}5\,\mathrm{mdeg/Oe^2}$ erreicht. Im irreversiblen Fall ist die FORC-Dichte demnach zwei Größenordnung größer als im reversiblen Fall, was das typische Verhalten der FORC-Verteilung in der MOKE-Messung reproduziert [22]. Trotz des erweiterten FORC Formalismus ist die FORC-Dichte deutlich empfindlicher für irreversible Prozesse. Gegenüber anderen Methoden wird jedoch eine sehr hohe Auflösung $R < 2\,\mathrm{Oe}$ erreicht [27].

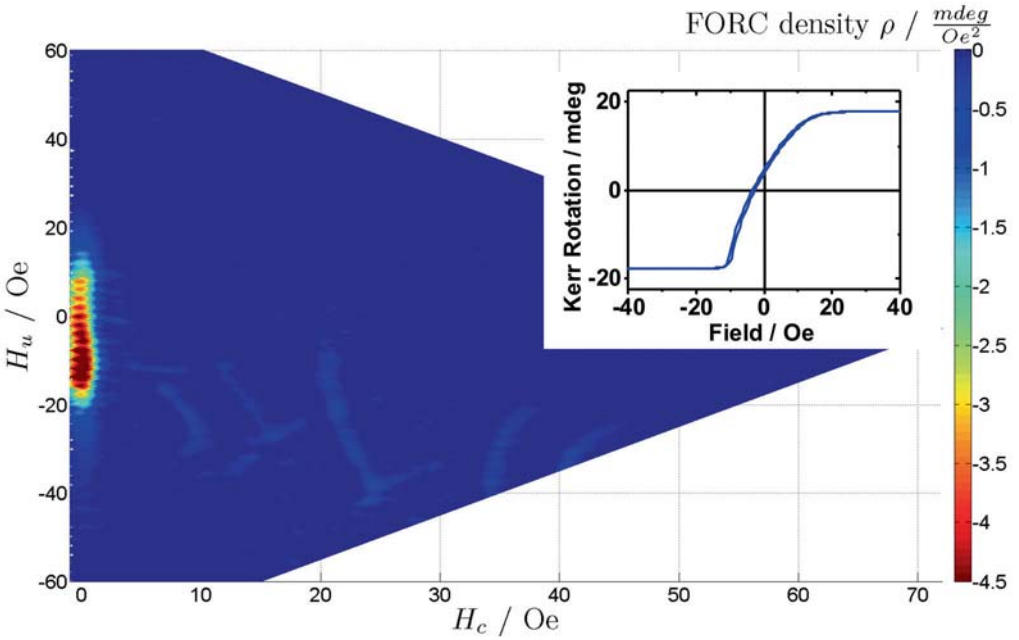
Der größte Vorteil von MOKE-Messungen ist jedoch die hohe Messgeschwindigkeit, was an der in Abbildung 6.5 dargestellten FORC-Verteilung gezeigt wird, die in einer Gesamtmesszeit von 56 s aufgenommen wurde. Dafür wurde eine einzelne Nebenhysterese in 0,9 s gemessen und auf die zuvor erwähnte Technik mit nicht-äquidistanten Umkehrfeldern zurückgegriffen. Der minimale Feldschritt $\Delta H_r$ betrug 1 Oe und insgesamt wurde eine Basislinienauflösung von 1,3 Oe erreicht, was etwas schlechter als für die zuvor gezeigte Messung ist, da aufgrund der kür-



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.




**(a)**




**(b)**

**Abbildung 6.4:** Mittels MOKE gemessene FORC-Verteilungen für einen dünnen NiFe-Film mit uniaxialer Anisotropie entlang *(a)* der leichten und *(b)* schweren Richtung. Nach der vollständigen Auswertung betrug die Basislinenauflösung 1,1 Oe bzw. 1,6 Oe. Die Hysterese ist jeweils als Einsatz gezeigt. Nachdruck aus [27].



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

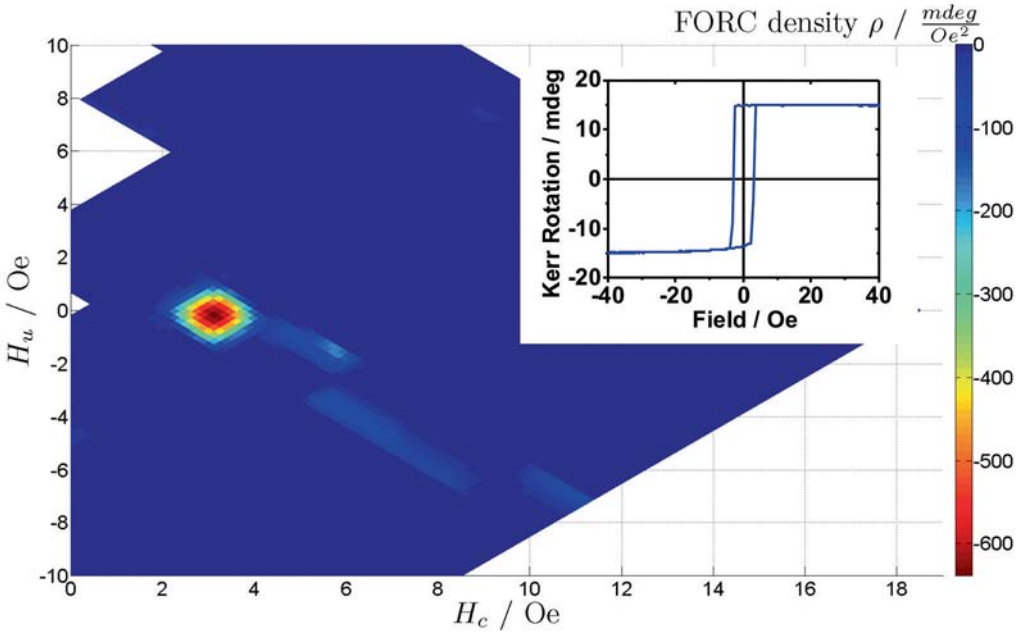



**Abbildung 6.5:** Auf hohe Messgeschwindigkeit optimierte MOKE-Messung der FORC-Verteilung eines dünnen NiFe-Films mit uniaxialer Anisotropie entlang der leichten Richtung. Die Gesamtmesszeit betrug 56 s und nach der vollständigen Auswertung wurde eine Basislinenauflösung von 1,3 Oe erreicht. Zusätzlich ist die Hysterese als Einsatz gezeigt. Nachdruck aus [27].

zeren Messzeit und des damit verbundenen kleineren Signal-Rausch-Verhältnisses ein größerer Glättungsfaktor benötigt wird. Daher erscheint das einzelne Signal bei $H_c = 3\,\mathrm{Oe}$ und $H_u = 0\,\mathrm{Oe}$ auch etwas unschärfer als in der zuvor diskutierten FORC-Verteilung. Nichtsdestoweniger kann hier die ultimative Leistungsfähigkeit von MOKE-FORC-Messungen gezeigt werden, deren extrem kurze Messzeit FORC für eine große Zahl von Proben und parametrische Messungen, wie z. B. dem Einfluss von Temperatur, Dehnung, elektrischen Strömen oder Spannung, ermöglicht [27].



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

### 6.2.2 Co/FeMn-Schichtsystem mit unidirektionaler Anisotropie

Abbildung 6.6 zeigt die FORC-Verteilung eines magnetischen *exchange bias* Dünnschichtsystems mit unidirektionaler Anisotropie. Gemessen wird dabei die Magnetisierung eines 4 nm dünnen Co-Films entlang der unidirektionalen Anisotropierichtung auf einer 8 nm dicken, antiferromagnetischen FeMn-Schicht, die auf einem mit 20 nm Cu und 50 nm Pt beschichteten MgO(100)-Substrat aufgebracht ist. Die FeMn-Schicht wurde nach der Abscheidung in einem äußeren Magnetfeld gekühlt, um eine unidirektionale Verschiebung der Hysterese zu erreichen [62, 72]. Insgesamt wurden 42 Nebenhysteresen bei nicht-äquidistanten Umkehrfeldern $H_r$ und einem kleinsten Feldschritt $\Delta H_r = 4\,\mathrm{Oe}$ gemessen, wobei jede Nebenhysterese über 5 Zyklen bei einer Frequenz von 0,21 Hz gemittelt wurde, was zu einer Gesamtmesszeit von 38 min bei einer Basislinienauflösung von 10 Oe führte [27].

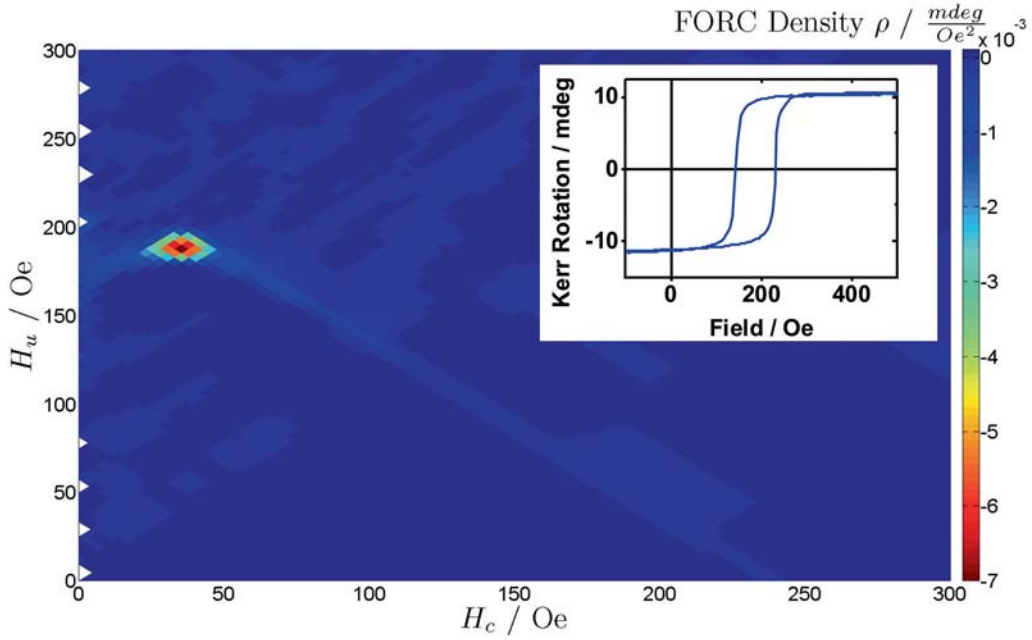



**Abbildung 6.6:** MOKE-Messung der FORC-Verteilungen eines magnetischen *exchange bias* Dünnschichtsystems mit unidirektionaler Ansiotropie und einer Basislinienauflösung von 10 Oe. Dabei wird die Magnetisierung eines 4 nm dünnen Co-Films auf einer 8 nm dicken, antiferromagnetischen FeMn-Schicht gemessen. Zusätzlich ist die Hysterese als Einsatz gezeigt. Nachdruck aus [27].



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

In der, in Abbildung 6.6 dargestellten, FORC-Verteilung ist ein einzelnes, scharfes Signal bei $H_c = 35\,\mathrm{Oe}$ und $H_u = 185\,\mathrm{Oe}$ zu finden, wie es auch aus der Hysterese an sich zu entnehmen ist. Dies entspricht der Erwartung für das weichmagnetische, metallische Co mit kleinem Koerzitivfeld $H_c$ und einer großen Verschiebung entlang $H_u$, aufgrund der Austauschkopplung mit dem antiferromagnetischen Substrat. Obwohl die Bestimmung dieser Größen für dieses simple System auch aus der Hysterese möglich gewesen wäre, lässt sich hier zeigen, dass FORC in der Lage ist Koerzitiv- und Interaktionsfelder in einer zweidimensionalen Verteilung aufzutrennen, die mit der hier entwickelten, schnellen MOKE-basierten Messung verlässlich quantifiziert werden können [27].

Obwohl typischerweise die Absolutwerte der FORC-Dichte, im Gegensatz zu ihrer Verteilung, nur in begrenztem Maße herangezogen werden, zeigt sich hier ein Nachteil von MOKE als Basis für FORC-Messungen. Das Signal hier zeigt eine maximale FORC-Dichte von $7\,\mu\mathrm{deg}/\mathrm{Oe}^2$ gegenüber $450\,\mathrm{mdeg}/\mathrm{Oe}^2$ bei dem zuvor besprochenen NiFe-Dünnfilm. Dies zeigt, dass ein quantitativer Vergleich der mittels MOKE gewonnen FORC-Dichten nicht ohne externe Kalibrierung auf die absolute Sättigungsmagnetisierung, z. B. aus SQUID-Messungen, möglich ist. Sehr wohl lässt sich hingegen ihre Verteilung und Position in der $H_c$-$H_u$-Ebene bestimmen. Da zwar bei sehr dünnen Schichten die Kerr-Amplitude mit der Schichtdicke skaliert, aufgrund der begrenzten Eindringtiefe des Lichts jedoch schnell sättigt, ist ein Vergleich verschiedener Proben schwierig. Dies wird bei unterschiedlichen Materialien noch verstärkt, da der Materialparameter $Q$ (vlg. Kapitel 3.1) die Kerr-Amplituden schwer vergleichbar macht [27].

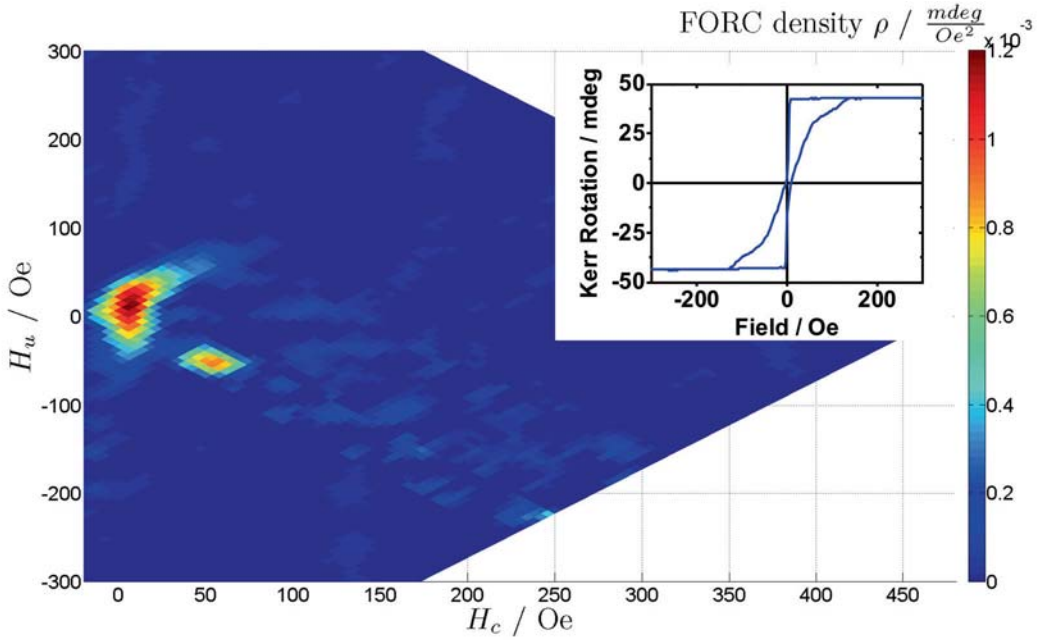
### 6.2.3 Gd/Fe-Vielschichtsystem

Abschließend sind in Abbildung 6.7 zwei FORC-Dichten mit unterschiedlicher Auflösung für ein Gd/Fe-Vielschichtsystem gezeigt. Die zugrunde liegende Messung mit 15 min Gesamtmesszeit besteht aus 125 Nebenhysteresen, die jeweils über 3 Zyklen bei 0,55 Hz gemittelt wurden, was bei einem Glättungsfaktor $SF = 1$ zu einer Basislinienauflösung von 8 Oe geführt hätte. Durch die, zuvor beschrieben, Interpolation auf ein gröberes Punktgitter wurde die Auflösung künstlich herab gesetzt und und beträgt für die in Abbildung 6.7(a) und 6.7(b) gezeigten FORC-Dichten 24 Oe bzw. 55 Oe [27].

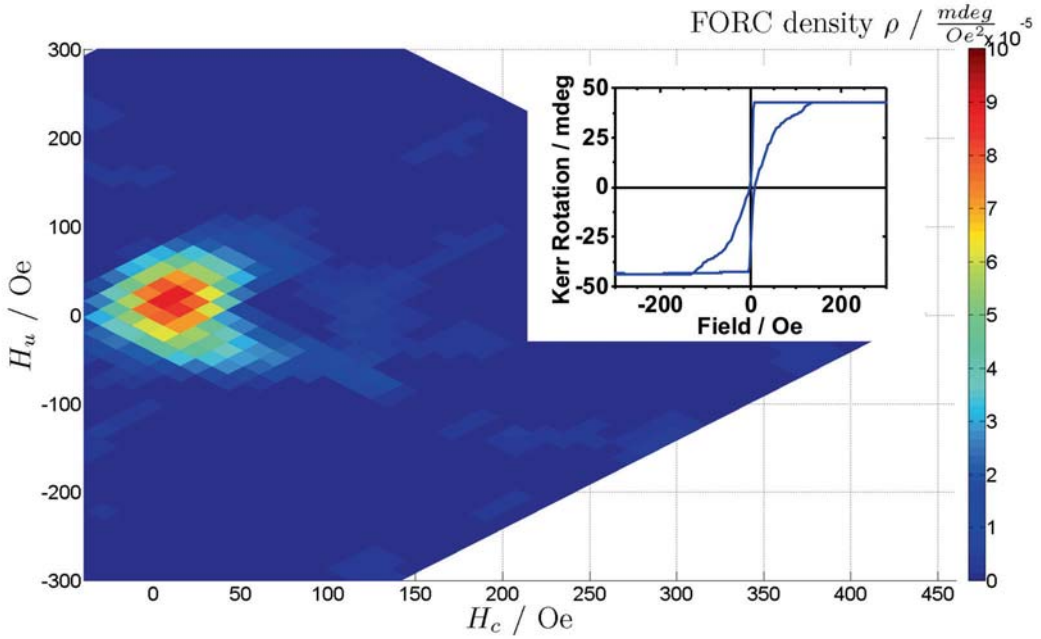
Bei der schlechteren Auflösung [Abbildung 6.7(b)] zeigt sich ein Signal mit breiter Verteilung bei $H_c = 10\,\mathrm{Oe}$ und $H_u = 0$ mit einer leichten Schulter hin zu $H_u < 0$. Zwar zeigt das Diagramm für die höhere Auflösung [Abbildung 6.7(a)]



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.




**(a)**




**(b)**

**Abbildung 6.7:** Mittels MOKE gemessene FORC-Verteilung einer 40 nm dicken Gd/Fe-Vielschichtprobe mit senkrechter Anisotropie. Durch Interpolation auf unterschiedliche Punktgitter wurde eine Basislinienauflösung von *(a)* 24 Oe und *(b)* 55 Oe erreicht. Die Hysterese ist jeweils als Einsatz gezeigt. Nachdruck aus [27].



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

ebenso ein Signal bei $H_c = 10\,\mathrm{Oe}$ und $H_u = 0$, zusätzlich ist jedoch ein scharfes, klar getrenntes Signal bei $H_c = 50\,\mathrm{Oe}$ und $H_u = 50\,\mathrm{Oe}$ zu erkennen. Das bedeutet, dass die Ummagnetisierung in zwei Teilschritten abläuft: zunächst kommt es zu einer Teilrotation ($H_c = 10\,\mathrm{Oe}$) der Magnetisierung bis zu einer Richtung, die schräg auf der Probenoberfläche steht; anschließend kommt es in einem zweiten Schritt ($H_c = 50\,\mathrm{Oe}$) zu einer vollständigen Ausrichtung entlang der Oberflächennormalen. Das Interaktionsfeld $H_u$ kann hier möglicherweise auf eine gekippte Orientierung der Magnetisierung im Raum zurückgeführt werden, da das effektiv wirkende Feld aufgrund der Fehlorientierung zum äußeren Feld reduziert wird [7, 19, 27].

## 6.3 Zusammenfassung

Da FORC-Messungen eine Vielfalt von Informationen über die mikroskopische Magnetisierungskonfiguration einer Probe erzielen, bieten sie einen sinnvollen Ansatz zur Untersuchung komplexer Mehrkomponentensysteme oder nanostrukturierter Systeme. Die drastische Reduktion der Messzeit von mehreren Stunden bis hin zu Tagen auf wenige Minuten durch die Verwendung von MOKE als zugrunde liegende Magnetometrie, macht FORC als eine einfache Charakterisierungsmethode für eine Vielzahl von Proben zugänglich. Zusätzlich eröffnet die höhere Messgeschwindigkeit die Möglichkeit einer systematischen Messung der FORC-Verteilung in Abhängigkeit verschiedener Parameter, wie z. B. Temperatur, Dehnung, elektrischen Strömen oder Spannung [27].

Hier wurde erstmals gezeigt, dass die Herausforderungen der Verwendung von MOKE für FORC-Messungen bewältigt werden können. Insbesondere sind dies die nicht-absoluten Messwerte, die Drift und der große Untergrund. Diese wurden durch die Entwicklung eines speziellen Feldverlaufs kompensiert, der zwei Ankerpunkte für jede Nebenhysterese liefert. Des Weiteren wurde anhand verschiedener Testproben gezeigt, dass auch in MOKE-Messungen mit erweitertem FORC-Formalismus die Position der irreversiblen Signale und des reversiblen Grabens in der $H_c$-$H_u$-Ebene erhalten bleiben [27].

Da die Messzeit einer einzelnen Nebenhysterese auf einige Sekunden und die Gesamtmesszeit auf wenige Minuten reduziert werden könnte, eröffnet sich die Möglichkeit routinemäßig FORC-Verteilungen mit kleinen Umkehrfeldschritten und damit sehr hoher Feldauflösung zu messen. Damit lassen sich auch feine Merkmale der FORC-Verteilung identifizieren, wie es hier für ein Gd/Fe-Vielschichtsystem gezeigt wurde und in Kapitel 7 für Antidotgitter besprochen wird [27].



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

# 7 Ummagnetisierungsprozesse in Antidotgittern

Antidotgitter führen zu den in Kapitel 5 diskutierten Veränderungen der makroskopischen Eigenschaften magnetischer Materialien, wie der Erhöhung des Koerzitvfelds und der Veränderung der Anisotropie in der Filmebene [13, 15, 32, 38, 107, 108]. Aus diesen Eigenschaften ergeben sich mögliche technische Anwendungen in der Datenspeicherung oder -verarbeitung [14, 43, 103]. Um die magnetischen Eigenschaften jedoch einzustellen und den Anforderungen entsprechend zu designen, ist ein Verständnis der zugrunde liegenden Ummagnetisierungsprozesse notwendig, die sich in den veränderten makroskopischen Eigenschaften widerspiegeln [29, 30].

Die Kombination von FORC-Messungen zur Identifikation einzelner Ummagnetisierungsprozesse und die anschließende mikroskopische Abbildung dieser Prozesse mittels SXM-Messungen mit XMCD-Kontrast erlaubt es ein vollständiges Bild der zugrunde liegenden mikroskopischen Prozesse zu zeichnen. Im nachfolgenden wird dies für dünne Eisenfilme (Kapitel 7.1), als Beispiel für ein in der Ebene magnetisiertes Material, und ein GdFe-Vielschichtsystem (Kapitel 7.2), als Vertreter eines magnetischen Materials mit senkrechter Anisotropie, diskutiert. Im nachfolgenden werden $H$-Felder, die bei der Diskussion von FORC-Diagrammen üblich sind, der Einfachheit halber implizit in Einheiten von $\mu_0 \cdot H$ ausgedrückt [29, 30].



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

# 7.1 In der Ebene Magnetisierte Materialien

Die Ummagnetisierungsvorgänge von Antidotgittern in Materialien, die in der Ebene magnetisiert sind, wurden in der Literatur bereits vielfach untersucht [8, 24, 32, 38, 58, 64, 65, 86, 105]. Dabei kamen verschiedene Herangehensweisen zum Einsatz. Zum einen wurde die direkte Abbildung der mikroskopischen Prozesse mittels mikromagnetischer Simulation [8, 24, 65, 105] und experimentell mittels MOKE-Mikroskopie [58], PEEM mit XMCD-Kontrast [38, 64] und *Magnetic Force Microscopy* (MFM)-Messungen [32] unternommen. Diese Untersuchungen wie sen bereits auf den sehr komplexen Charkater der Magnetisierungsumkehr in Antidotgittern hin, waren jedoch entweder in der lateralen Auflösung beschränkt oder wurden durch die begrenzte Ordnung in kolloidlithographischen Antidotgittern an der Unterscheidung fundamentaler Teilprozesse gehindert. Zum anderen wurde versucht die Ummagnetisierungsprozesse mittels FORC-Messungen [8, 65, 86] ohne laterales Auflösungsvermögen aufzutrennen. Diese Untersuchungen konnten jedoch die fundamentalen Teilprozesse ebenso wenig auflösen, da sie entweder durch die Fehlordnung in kolloidlithographischen Antidotgittern oder durch fehlende Feldauflösung limitiert waren [29].

Im Rahmen dieser Arbeit kamen daher hoch-geordnete, FIB-strukturierte Antidotgitter zum Einsatz, um den Einfluss der Fehlordnung in kolloidlithographischen Gittern zu eliminieren. Diese wurden mit hoch-feldauflösenden, schnellen FORC-Messungen, deren Entwicklung in Kapitel 6 beschrieben ist, untersucht. Die identifizierten Teilprozesse wurden anschließend mittels SXM-Messungen mit XMCD-Kontrast abgebildet. Die Struktur des hier als Archetyp untersuchten hexagonal Antidotgitters ($a = 400\,\mathrm{nm}$ und $d = 50\,\mathrm{nm}$) in einem 20 nm dünnen Fe-Film ist in Abbildung 7.1(a) gezeigt, wo die ausgezeichneten (nn)- und (nnn)-Richtungen ebenfalls gekennzeichnet sind. Wie bereits in Kapitel 5.1 diskutiert, ist in Antidotgittern mit relativ großem Verhältnis von Lochabstand $a$ zu -durchmesser $d$, in denen ein ununterbrochener Materialsteg entlang der (nn)-Richtung existiert, die (nn)-Richtung magnetisch die leichte und die (nnn)-Richtung die schwere Richtung [32]. Dies ist auch aus der Winkelabhängigkeit des Koerzitivfelds, die in Abbildung 7.1(b) gezeigt ist, ersichtlich. Zusätzlich zum Koerzitivfeld unterscheidet sich auch der Ummagnetisierungsmechanismus für die beiden Richtung, was im Nachfolgenden beschrieben wird [29].



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

## 7.1.1 Mechanismus der Ummagnetisierung entlang der (nn)-Richtung

Die Hysterese und die FORC-Verteilung für die Ummagnetisierung entlang der (nn)-Richtung sind in Abbildungen 7.2(a) bzw. 7.2(b) gezeigt. In der FORC-Dichte treten zwei irreversible Prozesse I ($H_c = 2\,\mathrm{mT}$) und II ($H_c = 13\,\mathrm{mT}$) auf, die in der Hysterse ebenfalls als markante Sprünge der Magnetisierung erkennbar sind. Keines der beiden Signale weist eine Verschiebung entlang der $H_u$-Richtung auf, was mit einer Ummagnetisierung über unabhängige Domänennukleations- und -propagationsprozesse vereinbar ist, wie sie bereits grundsätzlich in der Literatur beschrieben sind [8, 32]. Der Großteil der Magnetisierungsumkehr wird durch Prozess II bewerkstelligt, was an der hohen FORC-Dichte an dieser Position der FORC-Verteilung deutlich zu erkennen ist. Beide Prozesse weisen sowohl in $H_c$- als auch $H_u$-Richtung eine geringe Breite ihrer jeweiligen FORC-Dichte Signa-

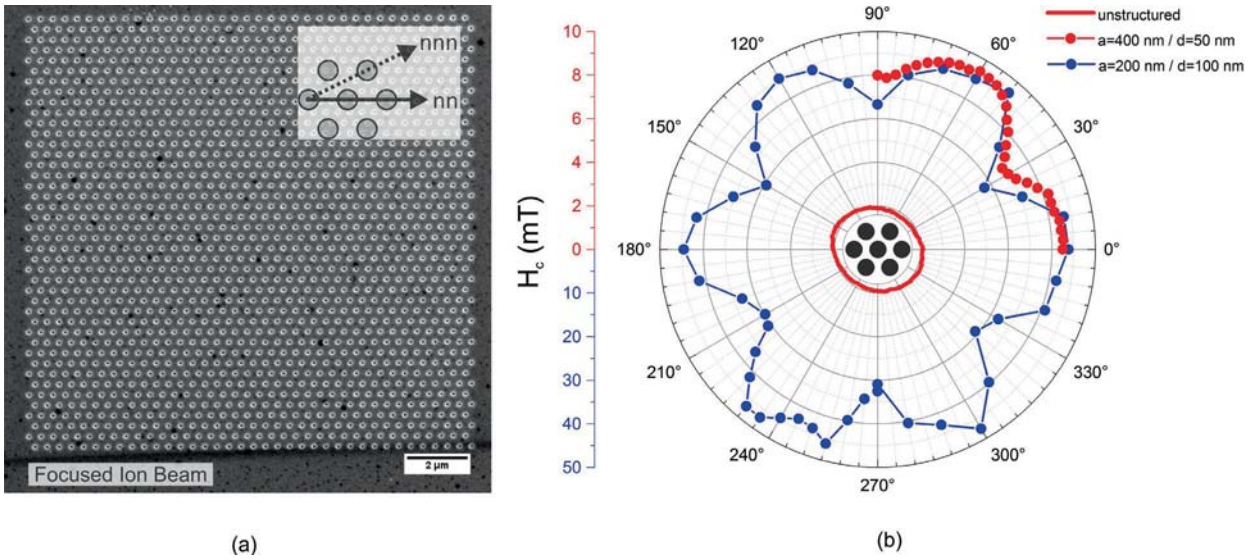



**Abbildung 7.1:** Allgemeine Eigenschaften der hier beschriebenen hexagonalen Antidotgitter in 20 nm dünnen Fe-Filmen: *(a)* REM-Bild eines Antidotgitters ($a = 400\,\mathrm{nm}$ und $d = 50\,\mathrm{nm}$) und *(b)* Winkelabhängigkeit des Koerzitivfelds von zwei Antidotgittern mit unterschiedlichem Lochabstand $a$ und -durchmesser $d$, deren (nn)-Richtung jeweils entlang der 0°-Richtung ausgerichtet ist. Zum Vergleich ist zusätzlich das Koerzitivfeld des unstrukturierten Fe-Films gezeigt. Nachdruck aus [29].



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

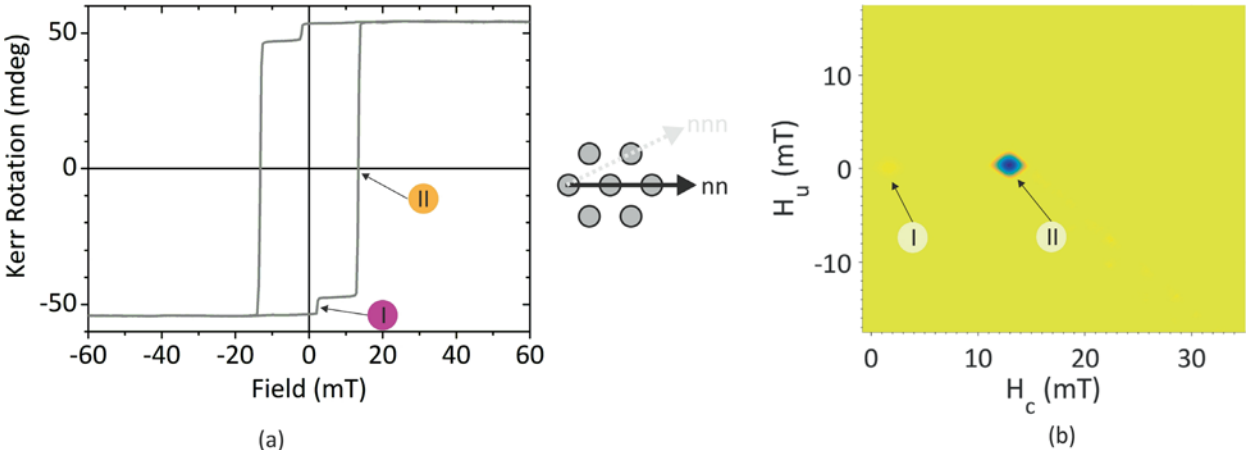



**Abbildung 7.2:** Ergebnisse der MOKE-Messung eines hexagonalen Antidotgitters ($a = 400\,\text{nm}$ und $d = 50\,\text{nm}$) in einem 20 nm dünnen Fe-Film entlang der (nn)-Richtung: sowohl die *(a)* Hysterese als auch die *(b)* FORC-Verteilung sind gezeigt. Nachdruck aus [29].

le auf, was auf eine sehr schmale Schaltfeldverteilung hindeutet. Daraus ergibt sich, dass die Domänennukleation und die anschließende Domänenpropagation in einem sehr kleinen Feldbereich stattfinden. Die Domänenpropagation durch das Antidotgitter wird insbesondere von der Verankerung der Domänenwände zwischen zwei benachbarten Löchern beeinflusst. Die Abhängigkeit der Stärke dieser Verankerung vom Abstand der beiden Löcher wurde in Kapitel 5.2 detailliert besprochen. Aus diesem großen Einfluss der Lochgröße auf die Verankerungsstärke ergibt sich, dass eine schmale Schaltfeldverteilung ebenfalls auf eine hohe Qualätit der Antidotgitterproben hinweist [29].

Die gleiche Ummagnetisierung entlang der (nn)-Richtung wurde in einer Serie von Röntgenmikrogrammen verfolgt, die in Abbildung 7.3 gezeigt sind, wobei sich herausstellt, dass die Ummagnetisierung in drei trennbaren Teilschritten erfolgt. Daher sind in dem Antidotgitter drei unterscheidbare Domänentypen, deren Magnetisierung in der 60°- [Abbildung 7.3(b)], 120°- [Abbildung 7.3(c)] und 180°-Richtung [Abbildung 7.3(d)] orientiert sind, zu beobachten. Die Magnetisierung innerhalb dieser Domänen ist demnach immer entlang einer leichten Richtung, also entlang der 0°-, 60°-, 120°- oder 180°-Richtung, orientiert. Alle drei Domänentypen breiten sich während der Propagationsphase so aus, dass die Domänewände immer entlang einer (nn)-Richtung, mit ihrer dichtesten Anordnung von Löchern, verlaufen, was mit vorhergehenden Untersuchungen übereinstimmt [32]. Das bedeutet, dass die



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

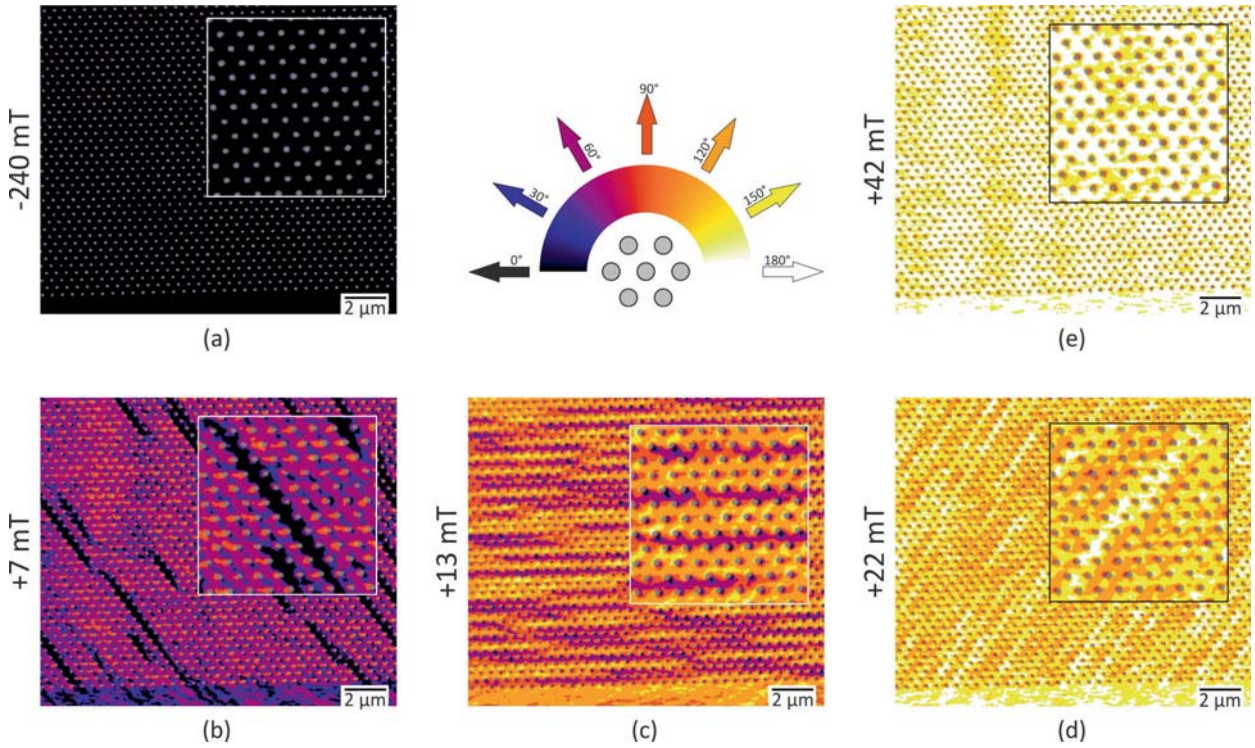



**Abbildung 7.3:** Serie von SXM-Messungen eines hexagonalen Antidotgitters ($a = 400\,\text{nm}$ und $d = 50\,\text{nm}$) in einem 20 nm dünnen Fe-Film während der Ummagnetisierung entlang der (nn)-Richtung. Die Röntgenmikrogramme wurden bei externen Feldern von *(a)* −240 mT (negative Sättigung), *(b)* 7 mT, *(c)* 13 mT, *(d)* 22 mT und *(e)* 42 mT (positive Sättigung) aufgenommen. Einsätze zeigen jeweils einen zweifach vergrößerten Detailausschnitt. Die Winkelorientierung der lokalen Magnetisierung wird durch die in der Mitte gezeigte Farbskala verdeutlicht. Nachdruck aus [29].

Domänenwände immer eine Position im kürzesten Abstand zwischen zwei benachbarten Löchern einnehmen und so die Länge der Domänenwand und die mit ihr assoziierte Austauschenergie minimiert wird. Bemerkenswert ist dabei, dass sich jeder Domänentyp entlang einer anderen (nn)-Richtung ausbreitet: entlang der 60°-, 180°- und 120°-Richtung. Dies führt dazu, dass für Prozess II und III die Magnetisierung innerhalb der Domänen nicht parallel zur Domänenwand verläuft sondern um einen Winkel von 60° verdreht ist. Obwohl zwischen den Hauptprozessen I-III ein leichte Drehung der Magnetisierung innerhalb der Domänen zu beobachten ist, kann festgestellt werden, dass das Überschreiten einer (nn)-Richtung immer zur



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

Nukleation eines neuen Domänentyps führt [29].

Die Prozesse I und II aus der FORC-Verteilung lassen sich leicht den ersten beiden Domänennukleations- und -propagationsprozessen aus der SXM-Serie zuordnen. Obwohl der dritte Schritt ebenfalls ein solcher Prozess ist, der mit der Magnetisierung in der 180°-Richtung endet, tritt er nicht in der FORC-Verteilung auf. Da die FORC-Dichte hauptsächlich sensitiv auf irreversible Prozesse ist, deutet dies darauf hin, dass Prozesse III nicht irreversibel ist. In der Tat zeigt sich in SXM-Messungen, dass Prozess III quasi-reversibel ist, d. h. dass sich die 180°-Domänen beim erneuten Reduzieren des externen Felds reversibel so zurück bewegen wie sie sich ursprünglich ausgebreitet hatten [29].

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass die Ummagnetisierung in drei Teilschritten abläuft, deren gemeinsames Muster die Nukleation von Domänen und deren anschließende Ausbreitung ist, sobald die Magnetisierung über eine (nn)-Richtung hinweg dreht. Der Großteil der Ummagnetisierungs wird dabei durch den irreversiblen Prozess II bewirkt, bei dem die Magnetisierung effektiv die 90°-Richtung überschreitet. Obwohl dieser Hauptprozess bereits zuvor in der Literatur beschrieben wurde [8, 38, 64], werden hier zwei zusätzliche, bis dato unbeschriebene Teilschritte, nämlich die Prozesse I und III, aufgeklärt, die erheblich zur Komplexität der Ummagnetisierung in Antidotgittern beitragen [29].

### 7.1.2 Mechanismus der Ummagnetisierung entlang der (nnn)-Richtung

Die Hysterese und die FORC-Verteilung für die Ummagnetisierung entlang der (nnn)-Richtung sind in Abbildung 7.4(a) bzw. Abbildung 7.4(b) gezeigt. Bereits aus der Hysterese ist offensichtlich, dass der Ummagnetisierungsmechanismus hier deutlich komplexer ist als für die zuvor besprochene (nn)-Richtung. Diese größere Komplexität spiegelt sich auch in der FORC-Verteilung wieder, die mehr Signale aufweist als die zuvor für die (nn)-Richtung besprochene [29]. In der FORC-Verteilung treten zwei irreversible Prozesse mit hoher FORC-Dichte bei $H_c = 17\,\mathrm{mT}$, $H_u = -11\,\mathrm{mT}$ und $H_c = 9\,\mathrm{mT}$, $H_u = 0\,\mathrm{mT}$ [in Abbildung 7.4(b) als Prozesse II bzw. III gekennzeichnet] deutlich hervor, die für den Großteil der Ummagnetsierung verantwortlich sind. Dabei ist zu beachten, dass auf der externen Feldskala $H_{\mathrm{ext}} = H_c + H_u$ Prozess II ($H_{\mathrm{ext}} = 6\,\mathrm{mT}$) bei einem niedrigeren angelegten Feld auftritt als Prozess III [($H_{\mathrm{ext}} = 9\,\mathrm{mT}$)], obwohl letzterer bei einem erheblich niedrigeren Koerzitivfeld $H_c$ auftritt. Das große negative Interaktionsfeld $H_u$ führt jedoch dazu, dass Prozess II vor Prozess III abläuft. Des Weiteren treten



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

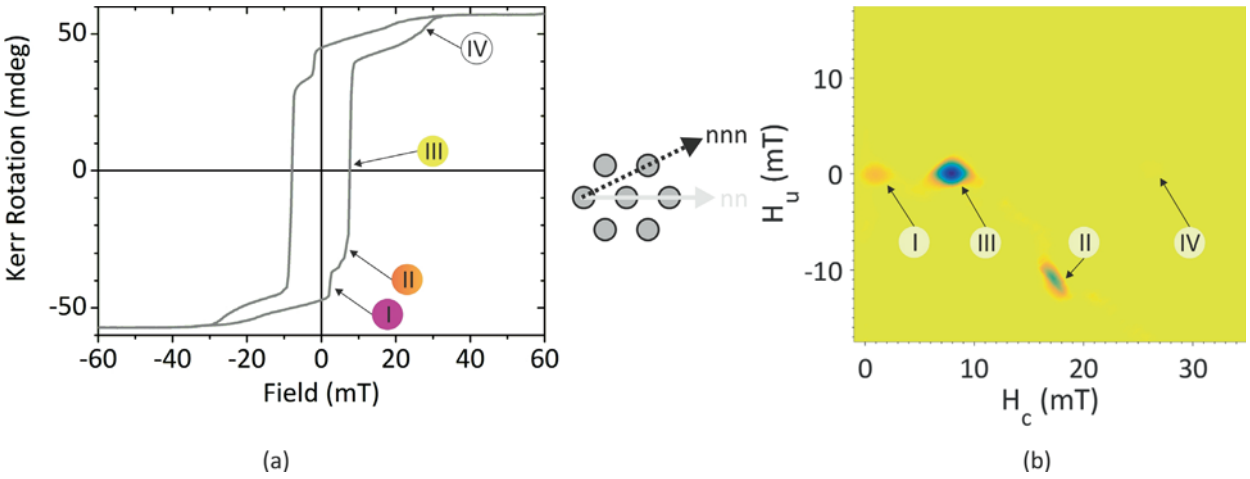



**Abbildung 7.4:** Ergebnisse der MOKE-Messung eines hexagonalen Antidotgitters ($a = 400\,\text{nm}$ und $d = 50\,\text{nm}$) in einem 20 nm dünnen Fe-Film entlang der (nnn)-Richtung: sowohl die *(a)* Hysterese als auch die *(b)* FORC-Verteilung sind gezeigt. Nachdruck aus [29].

in der FORC-Verteilung zwei weitere Signale bei $H_c = 1\,\text{mT}$ und $H_c = 28\,\text{mT}$ [in Abbildung 7.4(b) als Prozesse I bzw. IV gekennzeichnet] ohne Verschiebung entlang der $H_u$-Richtung mit einer geringen FORC-Dichte auf [29]. Bei Prozess I kann die geringe FORC-Dichte der kleinen Änderung der Magnetisierung zugeschrieben werden, die mit diesem Prozess einhergeht. Bei Prozess IV hingegen handelt es sich um eine quasi-reversible Domänenwandbewegung, wie sie bereits zuvor für die (nn)-Richtung beschrieben wurde, was aus SXM-Messungen abgeleitet werden kann. Außerdem weist die FORC-Verteilung bei $H_c = 0$ einen so genannten reversiblen Graben (vgl. Kapitel 6) auf, was darauf hindeutet, dass eine reversible Drehung der Magnetisierung ebenfalls zur Ummagnetisierung beiträgt [29, 34].

Die, in der FORC-Verteilung beobachtete, Komplexität der Ummagnetisierung entlang der (nnn)-Richtung zeigt sich auch in der Serie von SXM-Messungen, die in Abbildung 7.5 dargestellt ist. Der erste Prozess, der beobachtet wird, ist eine Ausrichtung der Magnetisierung entlang der 60°-Richtung. Da in der FORC-Verteilungen bei sehr kleinen $H_c$-Werten sowohl ein reversibler Graben als auch ein etwas erhöhtes Signal auftritt, ist es nicht unwahrscheinlich, dass hier eine reversible Rotation zusammen mit einer teilweise irreversible Nukleation von Domänen beim Drehen über die (nn)-Richtung bei 30° stattfindet. Die anfängliche Relaxation der Magnetisierung weg von der 0°-Richtung in Abwesenheit eines äußeren Felds basiert auf einer Ablenkung von den Löchern, um Streufelder in diese hinein zu



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

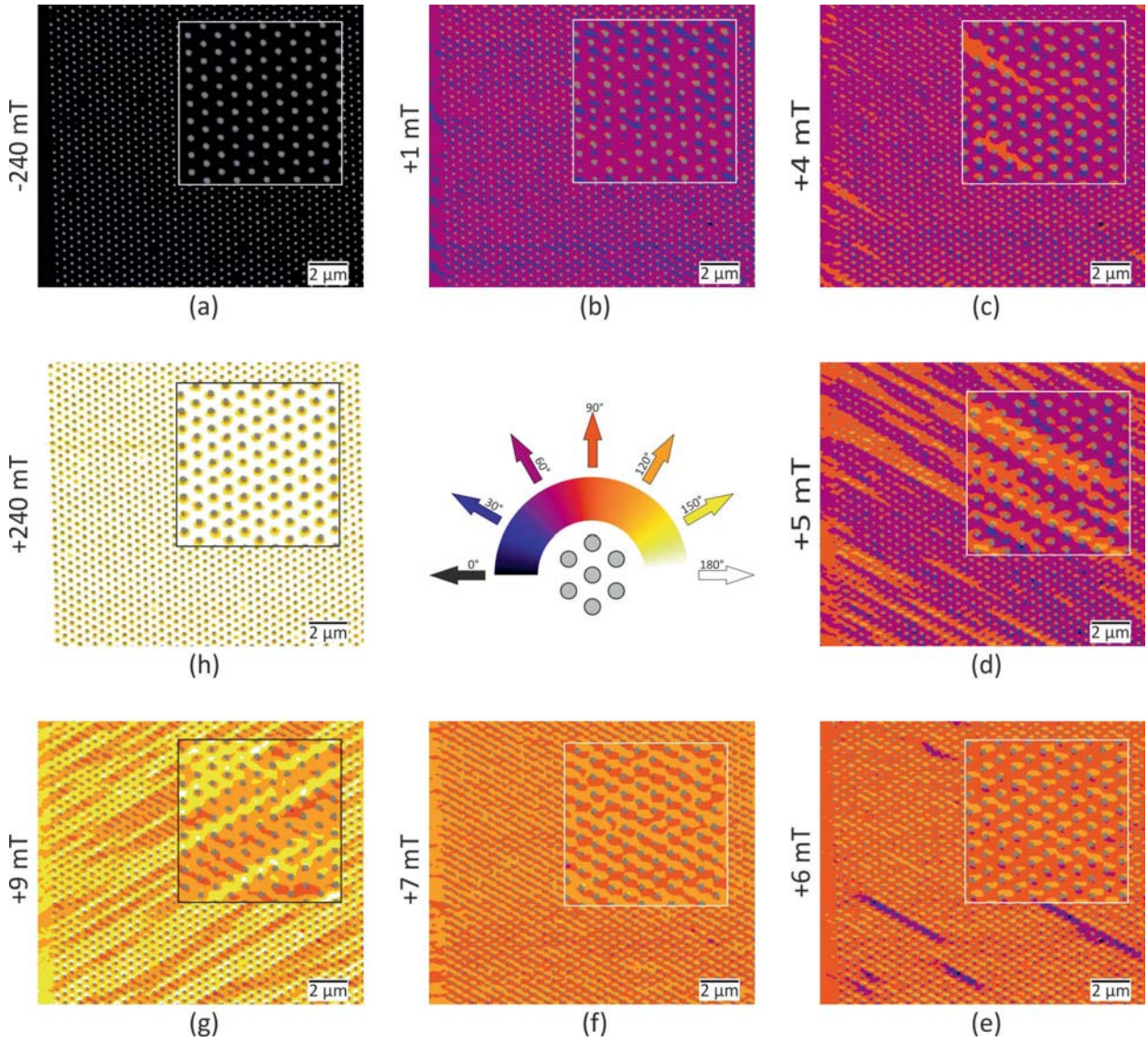



**Abbildung 7.5:** Serie von SXM-Messungen eines hexagonalen Antidotgitters ($a = 400\,\text{nm}$ und $d = 50\,\text{nm}$) in einem 20 nm dünnen Fe-Film während der Ummagnetisierung entlang der (nnn)-Richtung. Die Röntgenmikrogramme wurden bei externen Feldern von *(a)* $-240\,\text{mT}$ (negative Sättigung), *(b)* 1 mT, *(c)* 4 mT, *(d)* 5 mT, *(e)* 6 mT, *(f)* 7 mT, *(g)* 9 mT und *(h)* 240 mT (positive Sättigung) aufgenommen. Einsätze zeigen jeweils einen zweifach vergrößerten Detailausschnitt. Die Winkelorientierung der lokalen Magnetisierung wird durch die in der Mitte gezeigte Farbskala verdeutlicht. Nachdruck aus [29].



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

vermeiden [28, 32]. Diese Ablenkung der Magnetisierung wird in Kapitel 8 näher beschrieben [29].

Bei Prozess II nukleieren Domänen, deren Magnetisierung entlang der 90°-Richtung ausgerichtet ist, und breiten sich entlang der (nn)-Richtung bei 30° aus, was in Abbildungen 7.5(c) und 7.5(d) gezeigt ist. Nachdem diese Domänen nukleiert sind, verbleibt die lokale Magnetisierung jedoch nicht in der 90°-Richtung, sonder rotiert sofort weiter, um sich stärker am äußeren Feld auszurichten, was in Abbildungen 7.5(d) und 7.5(e) dargestellt ist. Aus den Röntgenmikrogrammen wird deutlich ersichtlich, dass die Magnetisierung sich in einem Teilbereich, der kleiner als eine Gitterzelle ist, entlang der (nnn)-Richtung bei 120° ausgerichtet hat. Dies führt zur Ausbildung von Blasen als Unterdomänen zwischen zwei benachbarten Löchern, was im Einsatz in Abbildung 7.5(e) gut ersichtlich ist. Bemerkenswert ist, dass die Magnetisierung hier in eine global schwere Richtung zeigt, diese jedoch lokal bevorzugt wird, da so ein Streufeld in das Loch hinein vermieden werden kann. Wird lediglich ein kleiner Ausschnitt des Antidotgitters betrachtet, ist die (nnn)-Richtung mit ihrem größeren Abstand zweier benachbarter Löcher, die magnetisch leichtere Richtung. Dieses Wechselspiel zwischen globaler und lokaler Ausrichtung der Magnetisierung ist auch Grundlage der geometrischen Frustration in diesen System, was in Kapitel 8 näher besprochen wird. Dies zeigt auch, dass die Bestimmung der makroskopischen leichten und schweren Richtungen aus der Hysterese allein nicht zwingend auch auf einer mikroskopischen Skala gültig ist. Da die zusätzliche Drehung der Magnetisierung in die 120°-Richtung nur durch die vorherige Nukleation der 90°-Domänen möglich ist, begünstigt sie die anfängliche Domänennukleation und ist damit ein möglicher Ursprung der negativen Verschiebung des FORC-Signals von Prozess II entlang der $H_u$-Richtung [29].

Der anschließende Prozess III, bei leicht höherem, äußerem Feld $H_{\mathrm{ext}}$, ist mikroskopisch mit der Nukleation von Domänen mit einer Magnetisierung entlang der (nn)-Richtung bei 150° und ihrer Ausbreitung durch das Antidotgitter assoziiert, was aus Abbildung 7.5(g) ersichtlich wird. Zusammen sind die Prozesse II und III demnach für eine Drehung der Magnetisierung von 60° bis 150° und damit den Großteil der Ummagnetisierung verantwortlich. Ohne die Auftrennung in den FORC-Messungen wären diese beiden Prozesse allerdings in der Hysterese alleine kaum unterscheidbar. Abschließend führt der Prozess IV durch eine quasi-reversible Rotation zur vollständigen Ummagnetisierung des Antidotgitters [29].

Zusammenfassend besteht der Ummagnetisierungsmechanismus aus zwei irreversiblen und zwei quasi-reversiblen Prozessen, die jeweils zu Signalen in der FORC-Verteilung führen und zusätzlichen reversiblen Rotationen. Die reversiblen



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

Rotationen finden sowohl vor Prozess I als auch zwischen den einzelnen irreversiblen Prozessen statt. Die fundamentalen Teilschritte der Ummagnetisierung folgen dem selben Muster wie für die (nn)-Richtung: dreht die Magnetisierung über eine leichte (nn)-Richtung hinweg, kommt es zu einer Nukleation von Domänen und ihrer Ausbreitung entlang einer (nn)-Richtung, wobei die Magnetisierung nicht zwingend parallel zur Domänenwand und Ausbreitungsrichtung ausgerichtet ist. Zusätzlich wird jeder dieser irreversiblen Prozesse von einer reversiblen Rotation begleitet, bei der die Magnetisierung sich zusätzlich zum äußeren Feld ausrichtet [29].

### 7.1.3 Grundsätzliche Charakteristik der Ummagnetisierung

Obwohl die Mechanismen der Ummagnetisierung für die (nn)- und (nnn)-Richtung recht komplex sind und sich teilweise mehrere Teilprozesse überlagern, finden sich einige Eigenschaften, die allen Prozessen gemein sind und hier zusammengefasst werden. Wenn die Magnetisierung ausreichend gedreht wird um eine (nn)-Richtung, also eine makroskopisch leichte Richtung, zu überstreifen, führt dies zur irreversiblen Nukleation von Domänen. Alle Domänen breiten sich entlang einer (nn)-Richtung aus, da in dieser Richtung eine dichteste Anordnung von Löchern vorliegt und so die Domänenwände immer den kürzesten Abstand zwischen zwei Löchern einnehmen können. Dadurch wird die Länge der Domänenwände und die mit ihnen assoziierte Austauschenergie minimiert. Bemerkenswert ist, dass die Magnetisierung in diesen Domänen nicht zwingend parallel zur Domänenwand verläuft. Hier stehen sich zum einen die Austauschwechselwirkung, die eine möglichst kurze Domänenwand erzwingt, und die Dipol-Dipol-Wechselwirkung, die eine Ausrichtung der Magnetisierung auf ein Loch verhindert um Streufelder zu minimieren, gegenüber und begünstigen offensichtlich eine nicht-parallele Ausrichtung von Magnetisierung und Domänenwand. Zusätzlich zu den zuvor genannten irreversiblen Prozessen ist eine reversible Rotation der Magnetisierung möglich bis dabei die nächste (nn)-Richtung überschritten wird [29].

Des Weiteren ist die Bestimmung der magnetisch leichten und schweren Richtung in Antidotgittern aufgrund des mehrstufigen Ummagnetisierungsmechanismusses nicht trivial [29]. Auf einer makroskopischen Skala ist die (nn)-Richtung für ein Antidotgitter mit diesen Gitterparametern ($d/a < 0{,}5$, vgl. Kapitel 5.1) eindeutig die leichte Richtung. Gegenüber der (nnn)-Richung weist sie in der Hysterese sowohl eine größere Magnetisierung bei Nullfeld (Remanenz) als auch ein größeres



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

Feld bis zum Erreichen einer Nullmagnetisierung (Koerzitivfeld) auf. Insbesondere bei der Betrachtung intermediärer Magnetisierungszustände auf einer mikroskopischen Skala kann jedoch eine andere Orientierung der Magnetisierung bevorzugt werden. Die leichte Richtung hängt dann sowohl von der umgebenden Magnetisierungslandschaft als auch der Magnetisierungsvergangenheit der Probe ab. Diese mikroskopische Veränderung der leichten Richtung ist nicht nur auf die zweidimensionale Filmebene beschränkt, sondern kann auch senkrecht dazu auftreten, was in Kapitel 8 diskutiert wird [29].

### 7.1.4 Physikalische Interpretation der FORC-Verteilung

Bei der Zuordnung der FORC-Verteilung zu mikroskopischen Prozessen sind die FORC-Signale typischerweise mit einer Domänennukleation und -propagation verknüpft. Die jeweilige FORC-Dichte dieser irreversiblen Prozesse hängt dabei sowohl von der Magnetisierungsänderung, die durch diesen Prozess bewerkstelligt wird, als auch von dem Grad der Irreversibilität des Prozesses ab. Die Verankerungsstärke des Antidotgitters für Domänen hängt von der Länge der Domänenwände ab, die durch das Gitter über den Abstand zwischen zwei benachbarten Löchern erzwungen wird (vgl. Kapitel 5.2). Daher ist die Verankerungsstärke in hoch-geordneten Antidotgittern nur sehr wenig um einen bestimmten Wert verteilt. Für Prozesse, die auf Domänenwandbewegungen basieren, bewirkt dies zum einen sehr enge Koerzitivfeldverteilungen. Zum anderen sind diese Domänenwandbewegungen über mehrere Zyklen reproduzierbar und teilweise sogar reversibel. Diese Quasi-Reversibilität der Domänenwandbewegung reduziert den Grad der Irreversibilität für solche Prozesse und führt damit zu einer Erniedrigung der gemessenen FORC-Dichte [29].

Eine weitere Besonderheit bei der Interpretation der FORC-Verteilung magnetischer Nanostrukturen ist, dass das selbe Element in mehrere Teilschritte involviert sein kann. Im Fall der hier diskutierten Antidotgitter nehmen die mikroskopischen Elemente zwei bis drei intermediäre Magnetisierungszustände ein, was der Prämisse einer Preisach-Verteilung mit mikroskopisch bistabilen Zuständen widerspricht [84]. Des Weiteren werden die Kriterien, die zu einer direkten Übereinstimmung von Preisach- und FORC-Dichte führen und in Kapitel 2.3 erläutert sind, nicht erfüllt [60]: zum einen wird das Kongruenzkriterium, wie in den meisten Systemen, nicht erfüllt und zum anderen verletzt Prozess II bei der Ummagnetisierung entlang der (nnn)-Richtung das Auslöschungskriterium. Daraus ergibt sich, dass hier weder $H_c$ noch $H_u$ als Koerzitiv- bzw. Interaktionsfelder im konventionellen



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

Sinne betrachtet werden können. Direkt aus der FORC-Verteilung kann lediglich entnommen werden, dass mehrere irreversible Prozesse bei verschiedenen äußeren Schaltfeldern $H_{\text{ext}}$ unterschieden werden können. Ein virtueller bistabiler Zustand lässt sich jedoch erreichen, wenn zwei Zustände eines mehrstufigen Prozesses isoliert, wie z. B. der Sprung der Magnetisierung über eine (nn)-Richtung von 60° zu 120°, betrachtet wird. $H_c$ ist dann ein Indikator für die Energie, die zusätzlich benötigt wird, um diese spezifische Magnetisierungsänderung zu erreichen, aber nicht zwingend ein wahres Koerzitivfeld. Daher kann ein darauf folgender Prozess einen kleineren $H_c$-Wert aufweisen, da die zusätzliche Energie, die für diese weitere Magnetisierungsänderung benötigt wird, in der Tat kleiner sein kann [vgl. Abbildung 7.4(b)]. Obwohl für Antidotgitter $H_c$ nicht als klassisches Koerztivfeld interpretiert werden kann, lassen sich doch wertvolle Informationen wie die Verankerungsstärke für Domänenwände daraus ableiten. Die enge Verteilung der FORC-Peaks entlang der $H_c$-Richtung weist darauf hin, dass die Verankerungsstärke, wegen der schmalen Verteilung der Lochgrößen und -abstände, im gesamten Gitter identisch ist. Dies wäre für Antidotgitter, die mittels kolloidlithographischer Ansätze strukturiert wurden, nicht zu erreichen, da diese typischerweise eine breitere Verteilung der Gitterparameter aufweisen [29, 83].

Die physikalische Interpretation des Interaktionsfelds $H_u$, das aus der FORC-Verteilung gewonnen wird, wird in der Literatur intensiv diskutiert, da eine naive Interpretation als Kopplungsfeld zur magnetischen Umgebung nicht immer möglich ist [19, 20]. Bei dem hier untersuchten Antidotgitter wies lediglich ein FORC-Peak eine Verschiebung entlang der $H_u$-Richtung auf, nämlich Prozess II der Ummagnetisierung entlang der (nnn)-Richtung. Die Besonderheit dieses Prozesses ist, dass hier eigentlich zwei mikroskopische Prozesse miteinander gekoppelt sind: die Nukleation und Ausbreitung der 90°-Domänen ermöglicht die anschließende Rotation der Magnetisierung. So wie $H_c$ sich zuvor als Energie betrachten lies, die für eine bestimmte Magnetisierungsänderung notwendig ist, lässt sich hier $H_u$ als eine zusätzliche Energie betrachten, die diese Magnetisierungsänderung entweder begünstigt (negative $H_u$-Werte) oder verhindert (positive $H_u$-Werte). In diesem Fall wird durch die Domänennukleation eine Rotation zur weiteren Ausrichtung mit dem äußeren Feld ermöglicht, was für das System zu einem Energiegewinn führt. Diese zusätzliche Energie begünstigt die initiale Domänennukleation und manifestiert sich daher als negative Verschiebung des FORC-Peaks entlang der $H_u$-Richtung. Diesen Prozess jedoch umzukehren, würde zunächst eine Rotation der Magnetisierung gegen das äußere Feld erfordern um anschließend die Domänen zu denukleieren, was zeigt, dass die beiden Prozesse miteinander gekoppelt sind. Daraus wird offen-



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

sichtlich, dass ein Interaktionsfeld $H_u$ keine simple Dipol-Dipol-Wechselwirkung benachbarter magnetischer Elemente sein muss, sondern allgemeiner ein zusätzlicher Energiebeitrag zu einer Magnetisierungsänderung ist [29].

### 7.1.5 Zusammenfassung

Der Mechanismus der winkelabhängigen Ummagnetisierung in hexagonalen Antidotgittern wurde vollständig aufgeklärt. Entlang der (nn)-Richtung erfolgt die Ummagnetisierung über zwei irreversible und einen quasi-reversiblen Domänennukleations- und -propagationsprozess. Dahingegen erfolgt die komplexere Ummagnetisierung entlang der (nnn)-Richtung über eine Kombination aus zwei irreversiblen, zwei quasi-reversiblen und einem reversiblen Schritt mit unterschiedlichen Domänenmustern. Diese Prozesse wurden mittels MOKE-basierten FORC-Messungen mit hoher Feldauflösung aufgetrennt und anschließend in SXM mit XMCD-Kontrast abgebildet. Die Verwendung von FIB-strukturierten Antidotgittern mit sehr guter Ordnung erlaubte erstmals die Auftrennung der verschiedenen Prozesse, da so ein Überlapp durch eine breite Verteilung der Verankerungsstärke oder einen Fehlausrichtung von Gitterteilen vermieden werden konnte. Die einmalige Kombination von FORC mit SXM erlaubte die mikroskopische Abbildung der fundamentalen Vorgänge, die zu $H_c$- und $H_u$-Feldern in FORC-Verteilungen führen, und damit eine physikalisch bedeutsame Interpretation dieser Felder. Obwohl eine direkte Interpretation der FORC-Verteilung als Preisach-Verteilung von Hysteronen nicht möglich ist, lassen sich wertvolle Informationen aus der FORC-Verteilung gewinnen. Peaks in der FORC-Dichte müssen von Hysteronen unterschieden werden und sollten eher in einem allgemeinen Bild als Energien, die für eine bestimmte Änderung der Magnetisierung notwendig sind, betrachtet werden. In einem solchen Bild ist $H_u$ nach wie vor ein Indikator für Interaktionen in einem System, ist jedoch nicht auf die direkte magnetische Kopplung eines Elements an seine Umgebung beschränkt [29].



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

## 7.2 Senkrecht Magnetisierte Materialien

In der Literatur beschränkten sich Untersuchungen fast ausschließlich auf Antidotgitter in in der Ebene magnetisierten Materialien, wie jenen in Kapitel 7.1. In dieser Geometrie ist es offensichtlich, dass die Nanostrukturierung, durch die in den Löchern erzwungenen Streufelder, einen großen Einfluss auf die magnetischen Eigenschaften haben muss. Dahingegen ist ein Effekt für senkrecht zur Filmebene magnetisierte Materialien weniger offensichtlich, da hier grundsätzlich große Streufelder existieren. Obwohl für in der Ebene magnetisierte Materialien gezeigt wurde, dass die dritte Dimension nicht vernachlässigt werden kann, da in Antidotgittern die Formanisotropie des magnetischen Films aufgehoben oder die leichte Richtung senkrecht abgelenkt werden kann, was in Kapitel 8 näher beschrieben ist, befassen sich nur wenige Studien mit Materialien mit senkrechter Anisotropie [14, 28, 42, 104]. In diesen Untersuchungen wurde zwar gezeigt, dass die Nanostrukturierung die magnetischen Eigenschaften beeinflusst, der mikroskopische Mechanismus dahinter und der Ursprung der beobachteten Schaltfeldverteilung wurden jedoch nicht aufgeklärt [42, 104]. Deren Verständnis ist auch bei einer Anwendung als BPM Datenspeicher von Interesse, für den Antidotgitter in Frage kommen, da in diesen Strukturen keine isolierten Materialinseln existieren und so das superparamagnetische Limit überwunden werden kann [14, 30, 43, 103].

Daher werden im Nachfolgenden hexagonale Antidotgitter mit unterschiedlichen

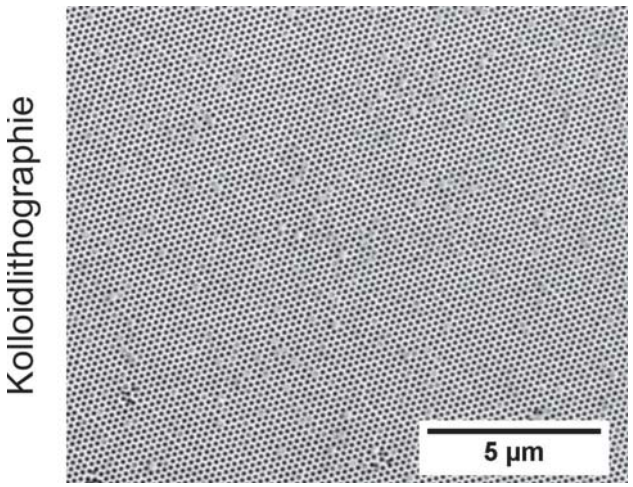



**Abbildung 7.6:** Elektronenmikrogramm eines hexagonalen Antidotgitters in einem dünnen GdFe-Vielschichtfilm. Nachdruck aus [30].



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

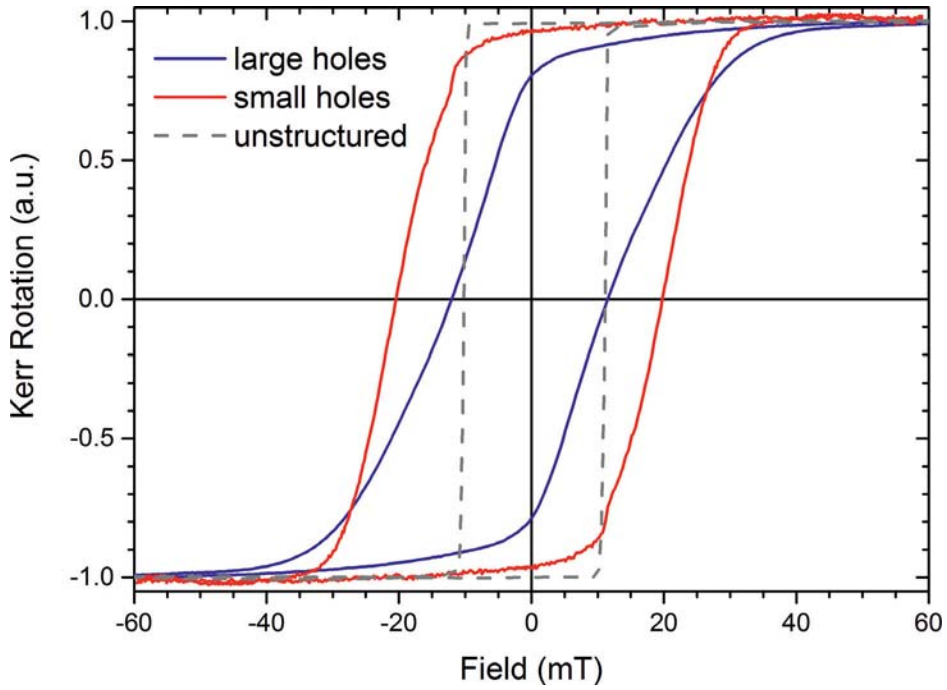



**Abbildung 7.7:** Hysteresen von GdFe-Filmen mit Antidotgittern mit großen ($a = 210\,\text{nm}$ und $d = 160\,\text{nm}$) und kleinen Löchern ($a = 210\,\text{nm}$ und $d = 80\,\text{nm}$). Die Hysterese des unstrukturierten Materials ist zum Vergleich als gestrichelte Linie gezeigt. Nachdruck aus [30].

Gitterparametern in weichmagnetischen GdFe-Vielschichtfilmen mit senkrechter magnetischer Anisotropie untersucht. Dafür kam, wie zuvor für in der Eben magnetisierte Materialien, eine Kombination aus FORC- und SXM-Messungen zum Einsatz, um die mikroskopischen Prozesse bei der Ummagnetisierung vollständig zu erfassen. Die allgemeine Struktur dieser Antidotgitter ist in einem Elektronenmikrogramm in Abbildung 7.6 gezeigt, woraus erkenntlich ist, dass die Kolloidlithographie hier eine gleichmäßige Struktur mit ausreichend wenigen Gitterdefekten hervorbringt [30]. Im Gegensatz zu den in Kapitel 7.1 besprochenen Systemen zeigte sich hier, dass die Ummagnetisierungsvorgänge in Antidotgittern in senkrechte magnetisierten Materialien weniger komplex sind und daher die Qualität der kolloidlithographischen Proben ausreichend ist.

Hier wurden zwei Gitter mit gleichem Lochabstand $a = 210\,\text{nm}$ jedoch unterschiedlichen Lochdurchmessern $d = 160\,\text{nm}$ und $80\,\text{nm}$ betrachtet. Um ein sauberes Ablösen der Polystyrolkugeln bei der Kolloidlithographie zu gewährleisten wurden die Schichtdicken des GdFe-Vielschichtfilms an die jeweiligen Lithographie-



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

masken angepasst, in dem eine unterschiedliche Anzahl von GdFe-Doppelschichten aufgebracht wurden. Dies ist notwendig, da die Lithographiemaske aus Kugeln aufgebaut ist und die Höhe der Maske dem späteren Durchmesser der Löcher entspricht. Dementsprechend kann bei einem kleineren zu erreichenden Lochdurchmesser nur eine dünnere Metallschicht sauber abgelöst werden. Die Schichtdicken betrugen 45 nm bzw. 29 nm, was 60 bzw. 40 Doppelschichten entspricht. Dabei wurde in unstrukturierten Bereichen der Proben kein signifikanter Unterschied im Koerztivfeld der beiden GdFe-Filme beobachtet. Die Hysteresen des unstrukturierten GdFe-Films und von zwei Antidotgittern mit unterschiedlichen Gitterparametern sind in Abbildung 7.7 dargestellt. Der unstrukturierte Film zeigt eine große remanente Magnetisierung und einen scharfen Sprung bei der Koerzitivfeldstärke, was mit einer schlagartigen Ummagnetisierung zu begründen ist. Dahingegen weisen beide Antidotgitter eine Hysterese mit reduzierter remanenter Magnetisierung und einer weniger abrupten Magnetisierungsänderung während der Ummagnetisierung auf. Dies deutet bereits darauf hin, dass hier eine Schaltverteilung für die mikroskopischen Ummagnetisierungsprozesse vorliegt. Obwohl das Feld, das zur Sättigung notwendig ist, gegenüber dem unstrukturierten Film erheblich erhöht ist, findet sich in den Hysteresen beider Antidotgitter das Koerztivfeld des nativen GdFe-Films wieder. Bei dem Antidotgitter mit großen Löchern ist das Koerzitivfeld unverändert und bei dem mit kleinen Löchern findet sich zumindest ein kleiner Sprung in der Magnetisierung bei dem ursprünglichen Koerzitivfeld, während das Koerzitivfeld an sich deutlich erhöht ist. Letzteres wurde bereits von Tripathy und Adeyeye [104] für ein ähnliches System berichtet, die das Einsetzen der Ummagnetisierung beim ursprünglichen Koerzitivfeld und eine Schaltfeldverteilung hin zu höheren Feldern beobachten [30].

### 7.2.1 Antidotgitter mit großen Löchern

In Abbildung 7.8 sind die FORC-Verteilung eines hexagonalen Antidotgitters mit großen Löchern ($a = 210\,\text{nm}$ und $d = 160\,\text{nm}$) und die Hysterese als Einsatz gezeigt. Verhältnismäßig große Löcher bedeuten hier, dass der Materialsteg zwischen zwei benachbarten Löchern auf lediglich 40 nm eingeschränkt wird. Aus der graduellen Magnetisierungsänderung lässt sich bereits eine breite Schaltfeldverteilung der beteiligten, mikroskopischen Prozesse ableiten. Im Allgemeinen kann eine solche Schaltfeldverteilung entweder durch eine Verteilung von Koerztivfeldern $H_c$ oder eine Verteilung von Interaktionsfeldern $H_u$ dominiert werden, was sich aus der Hysterese allein nicht unterscheiden lässt. Aus der FORC-Verteilung wird jedoch



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

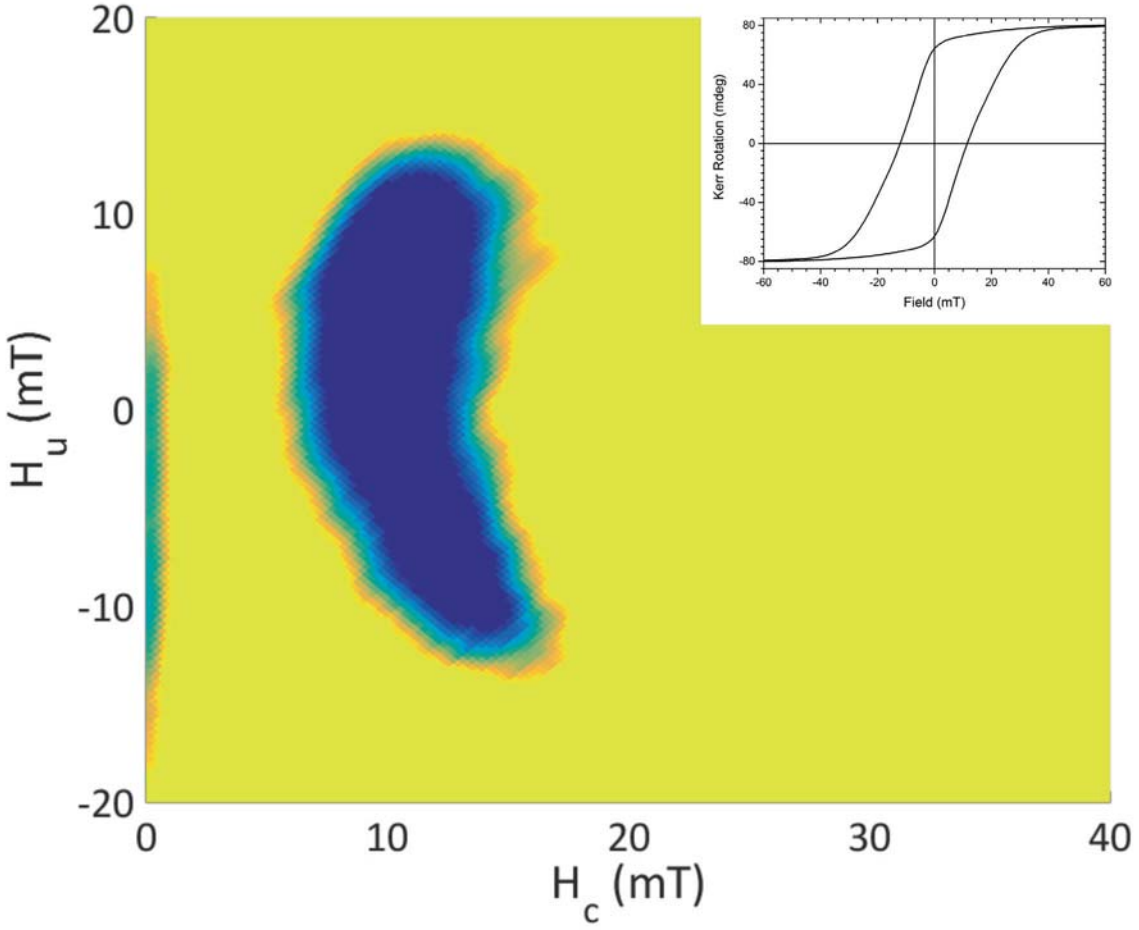



**Abbildung 7.8:** FORC-Verteilung eines hexagonalen Antidotgitters ($a = 210\,\text{nm}$ und $d = 160\,\text{nm}$) in einem 45 nm dünnen GdFe-Film. Die Hysterese ist als Einsatz gezeigt. Nachdruck aus [30].

sofort ersichtlich, dass es sich hier um eine breite Verteilung von Interaktionsfeldern $H_u$ bei gleichzeitig relativ enger Verteilung von Koerzitvfeldern $H_c$ handelt. Die schmale $H_c$-Verteilung hat ihr Zentrum bei 10 mT, was dem Koerzitivfeld des unstrukturierten GdFe-Films entspricht, und bedeutet, dass alle irreversiblen Umschaltvorgänge das selbe Koerzitivfeld wie das native magnetische Material aufweisen. Dahingegen erstreckt sich die $H_u$-Verteilung von $-14\,\text{mT}$ bis 14 mT und hat ihr Zentrum bei 0 mT, was bedeutet, dass die Hysterese nicht verschoben ist, wie es auch für ein System ohne unidirektionale Anisotropie zu erwarten ist. Das maximale negative $H_u$-Feld ist hier größer als das Koerzitivfeld, was dazu führt, dass bereits



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

bei negativem äußerem Feld Ummagnetisierungsprozesse ablaufen. Dies führt zu der Reduktion der remanenten Magnetisierung, die ebenso in der Hysterese zu beobachten ist. Ebenso führt das maximale positive $H_u$-Feld dazu, dass einige Schaltvorgänge erst bei stark erhöhtem äußerem Feld stattfinden können, was die Erhöhung des Sättigungsfelds in der Hysterese bewirkt. Die Abwesenheit einer so genannten *wishbone* Struktur im FORC-Diagramm bestätigt, dass keine signifikante Verteilung von Koerzitivfeldern $H_c$ auftritt [81]. Eine solche *wishbone* Struktur in der FORC-Verteilung wäre ein charakteristischer Fingerabdruck, der auf eine intrinsische Verteilung von $H_c$- und $H_u$-Feldern hindeutet [81]. Dies weist darauf hin, dass das intrinsische Koerzitivfeld des GdFe-Films bewahrt wird und die Veränderung des Ummagnetisierungsverhaltens ausschließlich auf eine Verteilung von Interaktionsfeldern $H_u$ zurück zu führen ist. Daraus lässt sich bereits mutmaßen, dass der Mechanismus der Ummagnetisierung bei einem Antidotgitter mit diesen Geometrieparametern nicht von der langreichweitigen Bewegung von Domänenwänden, die zwischen benachbarten Löchern verankert werden, bestimmt wird. Wäre der Mechanismus durch das Verankern von Domänenwänden bestimmt, würde man eine Erhöhung des Koerzitivfelds gegenüber dem unstrukturierten Material erwarten, wie es bei dem Ummagnetisierungsmechanismus in der Ebene magnetisierter Antidotgitter, die in Kapitel 7.1 behandelt wurden, der Fall ist und was hier nicht beobachtet wird [30].

Um den mikroskopischen Mechanismus, der hinter der Verteilung der Interaktionsfelder $H_u$ steht, aufzuklären, wurden SXM-Messungen mit XMCD-Kontrast durchgeführt, die in Abbildung 7.9 gezeigt sind. Um das Antidotgitter direkt mit dem unstrukturierten GdFe-Film zu vergleichen, wurde dabei ein Ausschnitt gewählt, der gleichzeitig beide zeigt. Auf den ersten Blick scheint die Ummagnetisierung chaotisch zu verlaufen und individuelle Umschaltprozesse treten bei jedem Feldschritt über das gesamte Antidotgitter verteilt auf. In dem Röntgenmikrogramm bei Nullfeld, das in Abbildung 7.9(b) gezeigt ist, wird die reduzierte remanente Magnetisierung deutlich. Während im unstrukturierten Film nur ein minimaler Bereich ummagnetisiert ist, ist in dem Antidotgitter eine erhebliche Anzahl kleiner Domänen mit umgekehrter Magnetisierung zu finden. Diese Domänen sind gleichmäßig über das ganze Antidotgitter verteilt und weisen eine Größe auf, die kleiner als eine Einheitszelle des Gitters ist. Dies bedeutet, dass das gesamte Antidotgitter die Reduktion der remanenten Magnetisierung aufweist. Wie zuvor anhand der Hysterese und der FORC-Verteilung besprochen bleibt das makroskopische Koerzitivfeld von der Antidotstrukturierung unbeeinflusst, was sich auch in dem Röntgenmikrogramm beim Koerzitvfeld, das in Abbildung 7.9(c) gezeigt ist, widerspiegelt. Bei



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

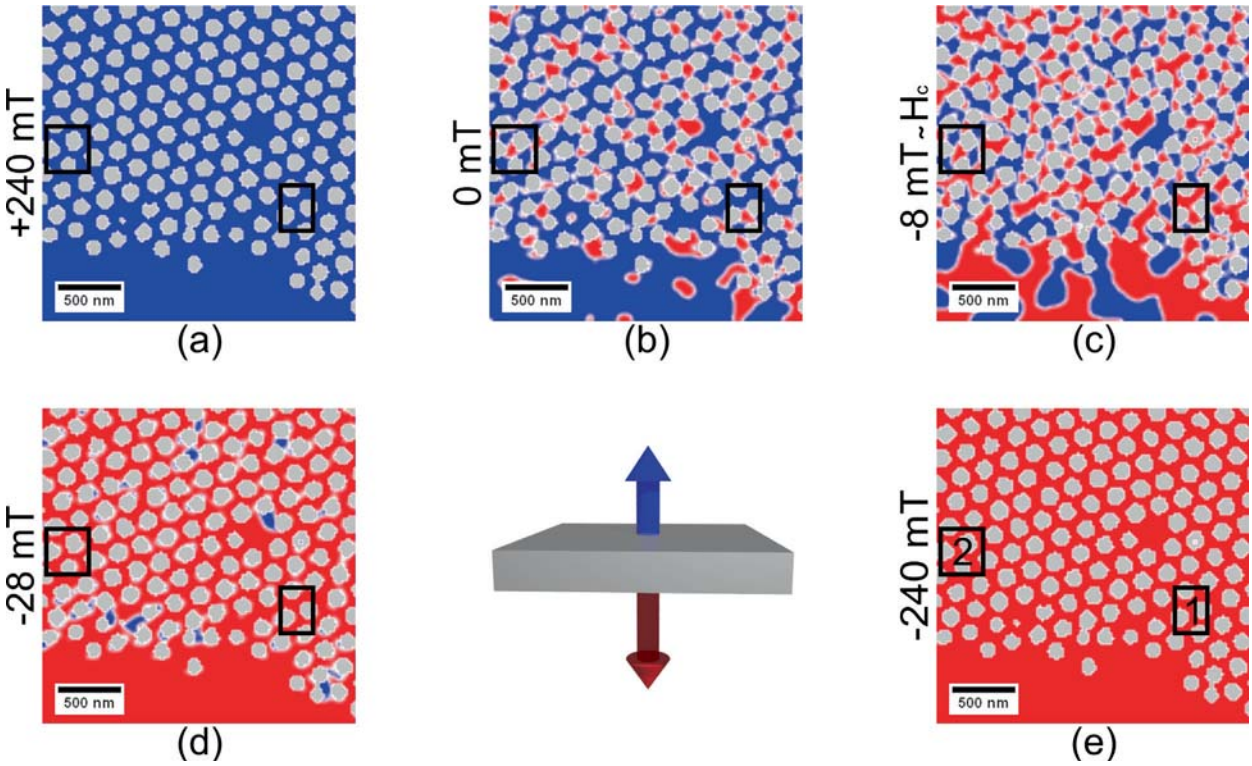



**Abbildung 7.9:** Serie von SXM-Messungen eines hexagonalen Antidotgitters ($a = 210\,\text{nm}$ und $d = 160\,\text{nm}$) in einem 45 nm dünnen GdFe-Film während der Ummagnetisierung. Die Röntgenmikrogramme wurden bei externen Feldern von *(a)* 240 mT (positive Sättigung), *(b)* 0 mT, *(c)* −8 mT (nahe am Koerzitivfeld), *(d)* −28 mT und *(e)* −240 mT (negative Sättigung) aufgenommen. Es wurde ein Bildausschnitt am Rand des strukturierten Bereichs gewählt, um den direkten Vergleich zwischen Antidotgittern und nativem Film zu ermöglichen. Vergrößerungen der mit den schwarzen Rechtecken 1 und 2 markierten Bereiche sind in Abbildungen 7.10 bzw. 7.11 gezeigt. Nachdruck aus [30].

diesem Feld sind sowohl der unstrukturierte Bereich als auch das Antidotgitter etwa zur Hälfte ummagnetisiert. Beim Vergleich der beiden Bereiche fällt jedoch auf, dass die Domänengröße im Antidotgitter deutlich kleiner ist als im nativen GdFe-Film. Bei höheren Feldern, wie es für das Röntgenmikrogramm in Abbildung 7.9(d) der Fall ist, ist der unstrukturierte Film bereits vollständig ummagnetisiert. Dahingegen finden sich in dem Antidotgitter einige kleine Domänen, die noch nicht um-



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

magnetisiert sind. Dies entspricht dem zuvor diskutierten Fall des Schaltens vor dem Koerzitivfeld, jedoch mit umgekehrtem Vorzeichen des verschiebenden Interaktionsfelds, das vom Streufeld der Umgebung der Domäne erzeugt wird. Auch diese spät schaltenden Domänen sind gleichmäßig über das gesamte Gitter verteilt, was dazu führt, dass das dadurch verursachte erhöhte Sättigungsfeld im gesamten Antidotgitter auftritt [30].

Bei näherer Betrachtung des Antidotgitters können zwei Strukturelemente unterschieden werden: ein dünner Steg zwischen zwei Löchern und ein Knoten, der drei solche Stege miteinander verbindet. Dabei zeigt sich beim ersten Umschalten keine Präferenz für eines dieser Elemente und in jedem Bereich des Antidotgitters kann sowohl ein Steg als auch ein Knoten das erste schaltende Element sein. Ebenso wenig wie eine Präferenz für ein bestimmtes Element ist kein Unterschied im notwendigen äußeren Feld für das erste Umschalten festzustellen. Dies ist auch in dem Röntgenmikrogramm bei Nullfeld [Abbildung 7.9(b)] zu erkennen, in dem in etwa gleich viele ummagnetisierte Brücken und Knoten zu beobachten sind [30].

In Abbildung 7.10 ist eine Vergrößerung von Position 1, die sich auf einen zentralen Steg konzentriert, aus der zuvor besprochenen SXM-Messreihe gezeigt. In diesem Ausschnitt des Antidotgitters ist dieser Steg das erste, lokale Element des magnetischen Films, das während des Ummagnetisierungsprozesses schaltet. Es fällt auf, dass der lediglich 50 nm breite Steg unabhängig von seinen zwei benachbarten Knoten umschaltet und sich in dem Steg daher zwei Domänenwände befinden. Anschließend erfolgt bei 0 mT die Ummagnetisierung des unteren Knotens, wobei dieser wieder unabhängig von seinen Nachbarelementen schaltet und die weiteren beiden angrenzenden Stege in ihrem ursprünglichen Magnetisierungzustand verbleiben. Abschließend schaltet dann der obere Knoten bei einem Gegenfeld von −6 mT [30].

In Abbildung 7.11 ist eine Vergrößerung von Position 2, die sich auf einen zentralen Knoten konzentriert, aus der zuvor besprochenen SXM-Messreihe (Abbildung 7.9) gezeigt. In diesem Bereich schaltet der Knoten während der Ummagnetisierung des Antidotgitters als erstes, während die drei benachbarten Stege in ihrem ursprünglichen Magnetisierungszustand bleiben. In der abgebildeten Serie von SXM-Messungen bleibt dieser Zustand, in dem ausschließlich der zentrale Knoten ummagnetisiert ist, über einen recht weiten Feldbereich stabil und erst bei einem Gegenfeld von −10 mT schaltet der erste angrenzende Steg (unten links). Im weiteren Verlauf schalten dann bei Gegenfeldern von −14 mT und −24 mT auch die anderen beiden Stege. Das Schaltfeld des letzten Stegs ist dabei gegenüber dem Koerztivfeld des unstrukturierten Films erheblich erhöht, da der Streufeldschluss



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

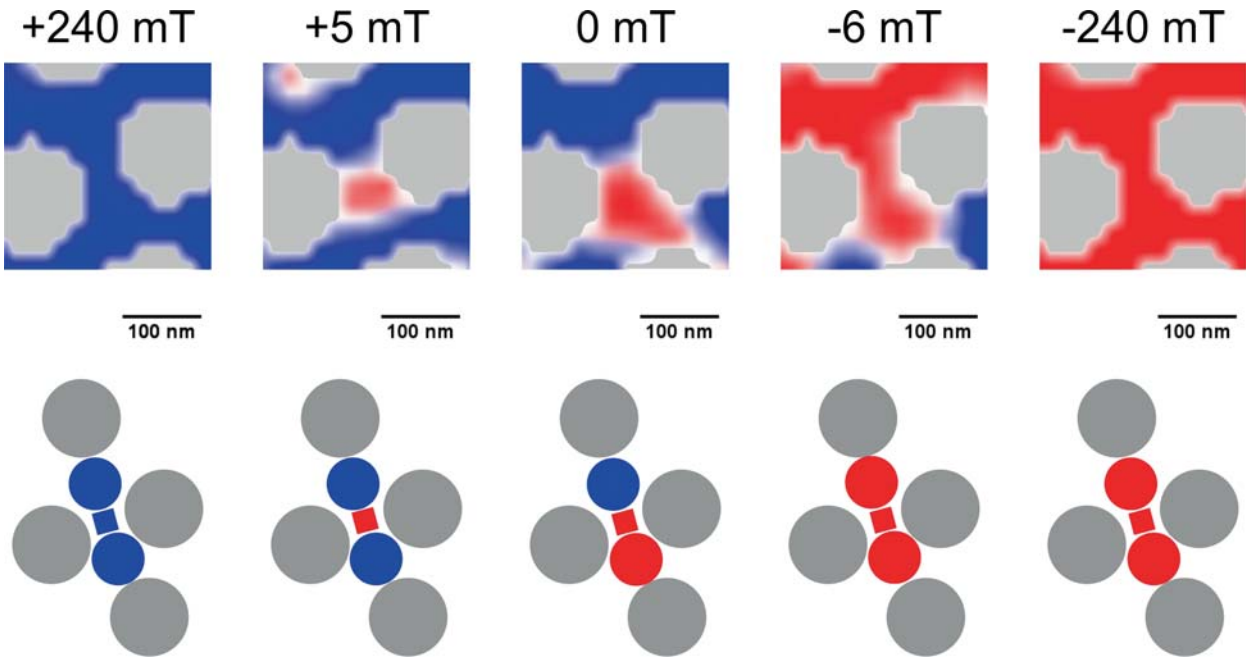



**Abbildung 7.10:** Vergrößerung von Position 1 aus der in Abbildung 7.9 gezeigten Serie von SXM-Messungen eines hexagonalen Antidotgitters ($a = 210\,\text{nm}$ und $d = 160\,\text{nm}$) in einem 45 nm dünnen GdFe-Film während der Ummagnetisierung. Die Röntgenmikrogramme wurden bei externen Feldern von 240 mT, 5 mT, 0 mT, −6 mT und −240 mT aufgenommen. Zusätzlich ist eine schematische Skizze des Magnetisierungszustands [nach oben (blau) oder unten (rot)] des zentralen Stegs und der beiden angrenzenden Knoten für jedes Feld gezeigt. Nachdruck aus [30].

mit den umliegenden, bereits geschalteten Elementen den ursprünglichen Magnetisierungszustand dieses Stegs stabilisiert. Diese Stabilisierung der letzten ungeschalteten Elemente führt zu der Erhöhung des Sättigungsfelds des Antidotigitters, die ebenso in der Hysterese zu beobachteten ist [30].

Aufgrund der sehr schmalen Stege in diesem Antidotgitter mit großen Löchern können sehr kurze Domänenwände gebildet werden mit denen eine entsprechend kleine Austauschenergie verbunden ist. Dass die Bildung von Domänenwänden in dieser geometrischen Konfiguration das System wenig Energie kostet, wird auch daraus offensichtlich, dass Stege und Knoten unabhängig voneinander umschalten können, was zur Ausbildung von zwei Domänenwänden innerhalb eines Steges führt. Des Weiteren wurde in mikromagnetischen Simulationen bestätigt, dass ein



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

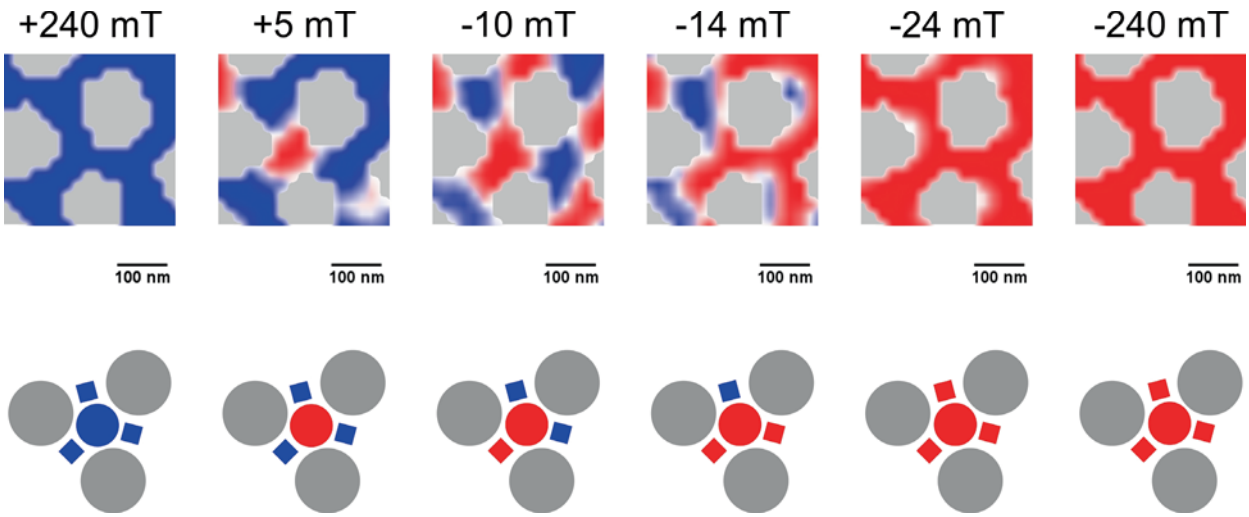



**Abbildung 7.11:** Vergrößerung von Position 2 aus der in Abbildung 7.9 gezeigten Serie von SXM-Messungen eines hexagonalen Antidotgitters ($a = 210\,\text{nm}$ und $d = 160\,\text{nm}$) in einem 45 nm dünnen GdFe-Film während der Ummagnetisierung. Die Röntgenmikrogramme wurden bei externen Feldern von 240 mT, 5 mT, −10 mT, −14 mT, −24 mT und −240 mT aufgenommen. Zusätzlich ist eine schematische Skizze des Magnetisierungszustands [nach oben (blau) oder unten (rot)] des zentralen Knotens und der drei angrenzenden Stege für jedes Feld gezeigt. Nachdruck aus [30].

Steg zwei Domänenwände stabilisieren kann [94]. Zusätzlich wird das anfängliche Umschalten eines lokalen Elements durch den Streufeldschluss mit seinen benachbarten Elementen stabilisiert. Das gleiche gilt für das letzte ungeschaltete Element, das durch den Streufeldschluss mit seinen bereits ummagnetisierten Nachbarn stabilisiert wird. Diese Stabilisierung wurde auch in mikromagnetischen Simulationen eines einzelnen Paars von Löchern nachvollzogen. Hier zeigt sich, dass eine Domäne in einem solchen Steg selbst gegen starke äußere Felder stabilisiert wird [94]. Daraus ergibt sich, dass die Dipol-Dipol-Wechselwirkung der mikroskopische Ursprung des Interaktionsfelds $H_u$ in der FORC-Verteilung ist. Die breite Verteilung von $H_u$-Feldern ergibt sich aus der Vielzahl verschiedener Streufeldlandschaften im Antidotgitter während der Ummagnetisierung. Jeder Steg hat zwei benachbarte Knoten von denen null, ein oder zwei benachbarte Knoten den gleichen Magnetisierungszustand haben können und jeder Knoten hat drei benachbarte Stegen von denen null, eins, zwei oder drei den gleichen Magnetisierungszustand haben kön-



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

nen. Daraus ergibt sich eine große Zahl von Möglichkeiten und eine breite Verteilung von lokalen Interaktionsfeldern. Ausgehend von der Streufeldlandschaft ist die Situation des ersten und des letzten Elements während der Ummagnetisierung die Gleiche mit umgekehrtem Vorzeichen der Dipol-Dipol-Wechselwirkung, was mit einer symmetrische Verteilung der $H_u$-Felder um 0 mT in der FORC-Messung übereinstimmt [30].

Leider ist die Reproduktion des experimentell beobachteten Ummagentisierungsprozesses mittels mikromagnetischer Simulation nur schwer zu erreichen. Dies erfordert ein sorgfältiges Ausbalancieren der Parameter für die Austauschsteifigkeit $A$ und die Sättigungsmagnetisierung $M_s$, um die Dipol-Dipol-Wechselwirkung die dominierende Kraft gegenüber der Austauschwechselwirkung zu machen, da nur so zwei Domänenwände in einem Steg zwischen zwei Antidots stabilisiert werden. Des Weiteren ist die Simulation von Umschaltvorgängen, die statistisch über ein großes Antidotgitter mit einer Vielzahl von Knoten und Stegen verteilt sind, numerisch äußerst aufwändig. Obwohl wichtige Eigenschaften wie die Ausbildung von zwei Domänenwänden in einem Steg und die Stabilisierung dieser Domänen gegen äußere Felder in mikromagnetischen Simulationen nachvollzogen werden konnten, war eine Reproduktion des gesamten Ummagnetisierungsprozesses nicht möglich [30].

Es kann zusammengefasst werden, dass der Mechanismus der Ummagnetisierung für diese Antidotgeometrie von der Dipol-Dipol-Wechselwirkung benachbarter Strukturelemente, die unabhängig voneinander umschalten können, dominiert wird. Die Dipol-Dipol-Wechselwirkung ist hier gegenüber der Austauschwechselwirkung die dominierende Kraft, da sie in den schmalen Stegen mehrere Domänenwände erzwingt. Die damit verbundene Austauschenergie ist jedoch klein, da die Domänenwände so kurz wie die Stege breit sind. [30].

## 7.2.2 Antidotgitter mit kleinen Löchern

In Abbildung 7.12 ist die FORC-Verteilung eines hexagonalen Antidotgitters mit kleinen Löchern ($a = 210\,\text{nm}$ und $d = 80\,\text{nm}$) und die Hysterese als Einsatz gezeigt. Die FORC-Verteilung, die für diese Antidotgittergeometrie beobachtet wird, weicht grundsätzlich von der zuvor besprochenen ab und weist damit eindeutig auf einen anderen mikroskopischen Mechanismus der Ummagnetisierung hin. Im Gegensatz zu dem Antidotgitter mit großen Löchern findet sich hier eine sehr schmale Verteilung von Interaktionsfeldern $H_u$. Dafür zeigt sich eine breite Verteilung von Koerzitivfeldern $H_c$, die von 10 mT bis 25 mT reicht. Das niedrigste Koerz-



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

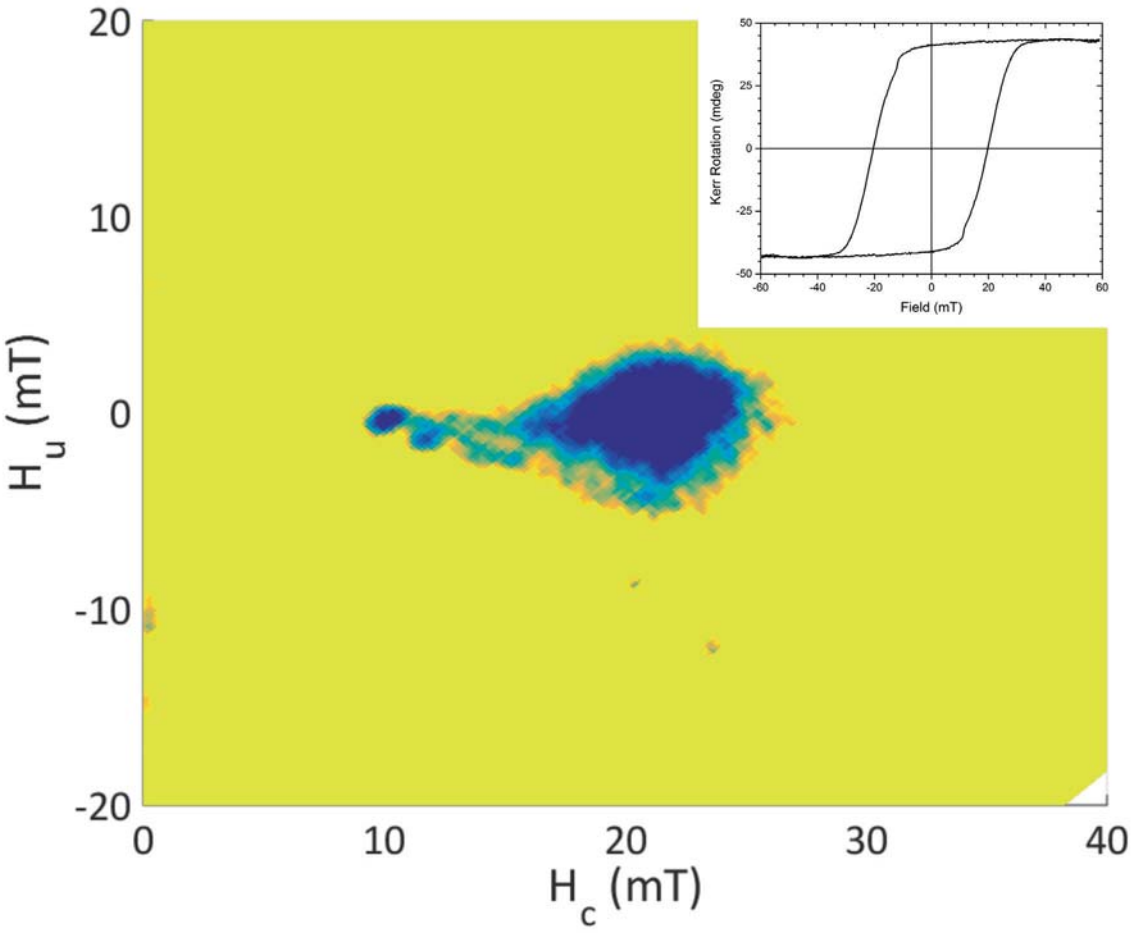



**Abbildung 7.12:** FORC-Verteilung eines hexagonalen Antidotgitters ($a = 210\,\text{nm}$ und $d = 80\,\text{nm}$) in einem 29 nm dünnen GdFe-Film. Die Hysterese ist als Einsatz gezeigt. Nachdruck aus [30].

tivfeld, das beobachtet wird, entspricht dem des unstrukturierten GdFe-Films. Es werden jedoch auch irreversible Prozesse mit Koerzitivfeldern beobachtet, die mehr als doppelt so groß sind. Demnach führt die Antidotstrukturierung mit diesen Geometrieparametern zu einer erheblichen Erhöhung des Koerzitivfelds des Systems, was auch in der Hysterese beobachtet wird. Da keine FORC-Dichte mit signifikant negativen $H_u$-Werten in der FORC-Verteilung beobachtet wird, gibt es keine irreversiblen Prozesse mit Schaltfeldern, die kleiner sind als das Koerzitivfeld des unstrukturierten Films. Daraus lässt sich schließen, dass die gegenüber dem nativen GdFe-Film leicht verringerte remanente Magnetisierung (vgl. Abbildung 7.7)



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

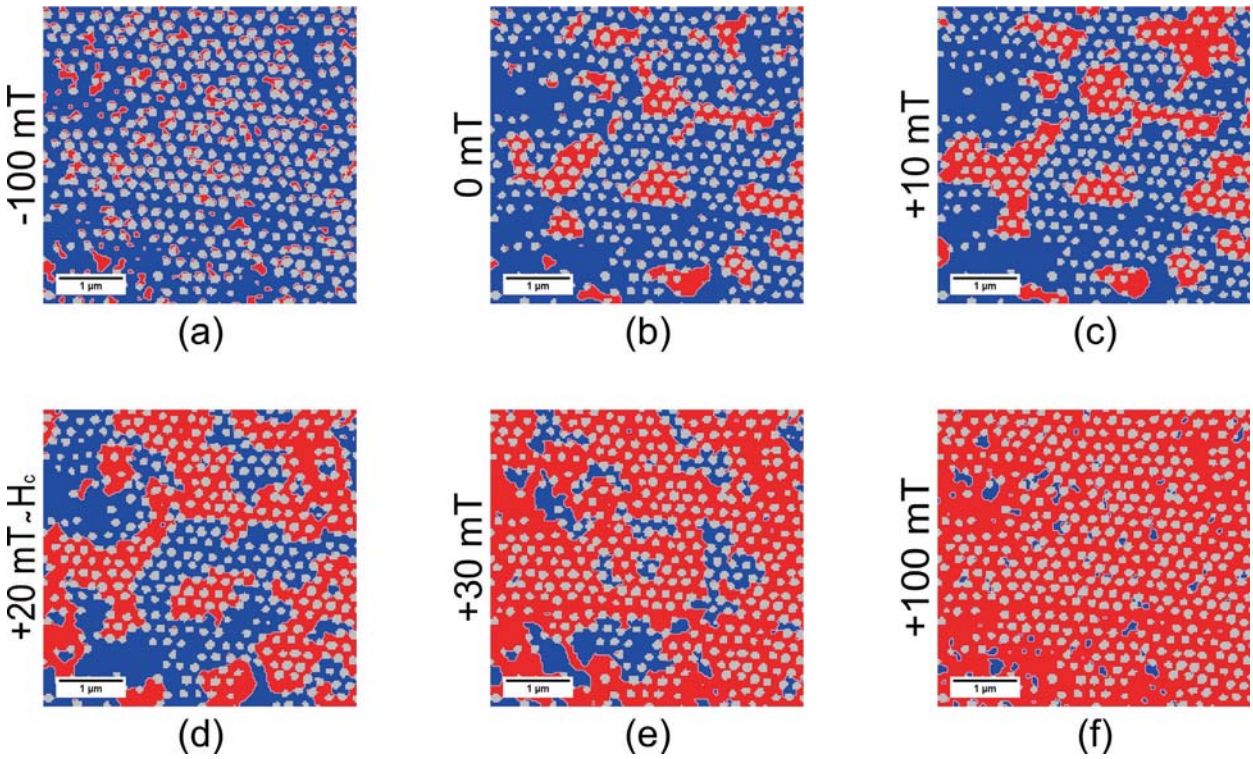



**Abbildung 7.13:** Serie von SXM-Messungen eines hexagonalen Antidotgitters ($a = 210\,\text{nm}$ und $d = 80\,\text{nm}$) in einem 29 nm dünnen GdFe-Film während der Ummagnetisierung. Die Röntgenmikrogramme wurden bei externen Feldern von *(a)* $-100\,\text{mT}$ (negative Sättigung, blau), *(b)* $0\,\text{mT}$, *(c)* $10\,\text{mT}$, *(d)* $20\,\text{mT}$ (nahe am Koerzitivfeld), *(e)* $30\,\text{mT}$ und *(e)* $100\,\text{mT}$ (positive Sättigung, rot) aufgenommen. Nachdruck aus [30].

auf eine reversible Rotation der Magnetisierung zurückzuführen ist [30].

Um den mikroskopischen Ursprung der in der FORC-Messung beobachteten Koerztivfeldverteilung und -vergrößerung zu untersuchen wurde, der Ummagnetisierungsvorgang mittels SXM mit XMCD-Kontrast abgebildet, was in Abbildung 7.13 dargestellt ist. Auch in der SXM-Messreihe zeigt sich, wie in der FORC-Verteilung, ein vollständig verschiedenes mikroskopisches Verhalten für das Antidotgitter mit kleinen Löchern, gegenüber dem zuvor besprochenen mit großen Löchern. Während der Ummagnetisierung nukleieren zunächst Domänen [Abbildung 7.13(b)] an einigen Stellen im Antidotgitter. Dabei sind Antidotgitterdefekte mit fehlenden Löchern, an denen das Gitter eher dem nativen GdFe-Film entspricht, präferentielle Nukleationspunkte. Im Gegensatz zum Gitter mit großen Löchern fällt auf, dass



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

diese initialen Domänen mindestens so groß sind wie eine Einheitszelle des Antidotgitters. Demnach treten keine Domänen auf, die lediglich aus einem einzelnen Steg oder Knoten bestehen. Das bedeutet auch, dass in diesem Antidotgitter Stege und Knoten nicht unabhängig voneinander schalten können. Nichtsdestoweniger sind die Domänenwände an der Engstelle im Steg zwischen zwei benachbarten Löchern lokalisiert, um die Domänenwandlänge und die damit einhergehende Austauschenergie zu minimieren, wie es auch für die in Kapitel 7.1 beschriebenen Antidotgitter in in der Ebene magnetisierten Materialien der Fall ist [29]. Anschließend breiten sich diese Domänen [Abbildung 7.13(c)-(e)] bei größer werdendem Gegenfeld aus. Während dieser Propagationsphase werden die Domänenwände an verschiedenen Stellen im Antidotgitter verankert, losgelöst und werden wieder verankert. Wie zuvor in den Kapiteln 5.2 und 7.1 besprochen, hängt die lokale Verankerungsstärke von dem Abstand zweier benachbarter Löcher ab, da sie die Länge einer dort befindlichen Domänenwand bestimmen [24, 29]. Da die Nanostrukturierung mittels Kolloidlithographie gegenüber FIB-strukturierten Antidotgittern in einer etwas verbreiterten Verteilung von Lochdurchmessern resultiert, ergibt sich eine entsprechende Verteilung der Verankerungsstärke an den verschiedenen Löchern, die wiederum für die breite Verteilung von Koerzitivfeldern im FORC-Diagramm verantwortlich ist [30, 83].

Der beobachtete Ummagnetisierungsmechanismus wurde durch eine mikromagnetische Simulation eines hexagonalen Antidotgitters ($a = 220\,\mathrm{nm}$ und $d = 95\,\mathrm{nm}$), deren Ergebnis in Abbildung 7.14 gezeigt ist, weiter bestätigt. Qualitativ zeigt sich eine ausgezeichnete Übereinstimmung des Ummagnetisierungsmechanismus mit der SXM-Messreihe, die in Abbildung 7.13 gezeigt ist. Bei niedrigen Gegenfeldern kommt es zur Nukleation von Domänen [Abbildung 7.14(b)] und anschließend zu einer Ausbreitung [Abbildung 7.14(c)-(e)] durch das Antidotgitter. Während der Propagationsphase werden auch hier die Domänenwände verankert, losgelöst und werden an anderer Stelle im Antidotgitter erneut verankert. Es zeigt sich demnach der gleiche Mechanismus wie im Experiment. Die Spanne der äußeren Felder, bei denen die Propagationsphase stattfindet, ist jedoch kleiner als im Experiment beobachtet. Dies ist wohl auf die schmalere Verteilung von Lochgrößen in der mikromagnetischen Simulation gegenüber dem Experiment zurückzuführen. In der Tat wird auch experimentell für ein Antidotgitter mit schmalerer Verteilung der Lochgrößen eine schmalere $H_c$-Verteilung in der FORC-Verteilung beobachtet. Des Weiteren konnte die mikromagnetische Simulation die Position der Domänenwände an der engsten Stelle im Steg zwischen zwei benachbarten Löchern, die auch im Experiment beobachtet wurde, reproduzieren [30].



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

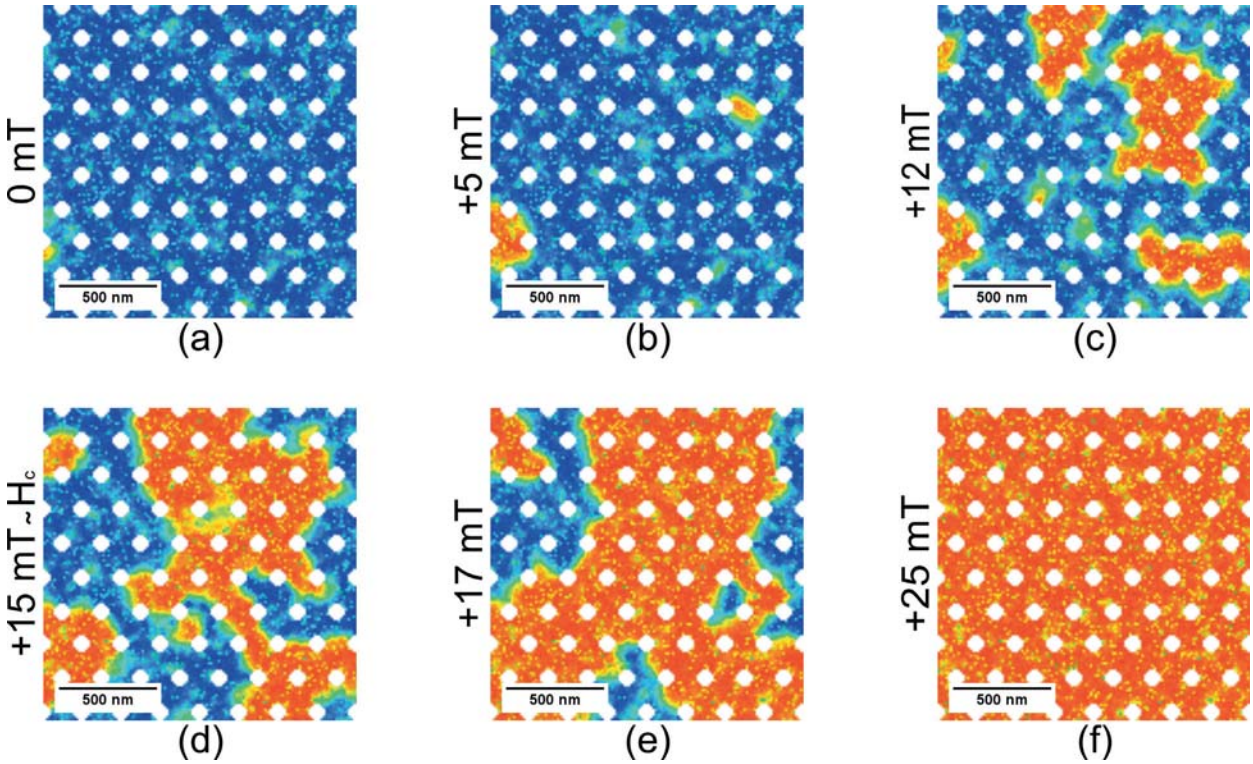



**Abbildung 7.14:** Mikromagnetische Simulation der Ummagnetisierung eines hexagonalen Antidotgitters ($a = 220$ nm und $d = 95$ nm) in einem 28 nm dünnen GdFe-Film während der Ummagnetisierung. Teilschritte bei externen Feldern von *(a)* 0 mT, *(b)* 5 mT, *(c)* 12 mT, *(d)* 15 mT (nahe am Koerzitivfeld), *(e)* 17 mT und *(e)* 25 mT (positive Sättigung, orange) sind gezeigt. Nachdruck aus [30].

Für diese Antidotgittergeometrie mit kleinen Löchern und dementsprechend breiteren Stegen kann zusammengefasst werden, dass die Ummagnetisierung einem Mechanismus von Domänennukleation und anschließender Ausbreitung folgt, wobei die Domänenwände immer an der engsten Stelle eines Steges zwischen zwei benachbarten Löchern lokalisiert sind. Dies ähnelt dem Mechanismus der Ummagnetisierung in der Ebene magnetisierter Antidotgitter, wie er auch in Kapitel 7.1 beschrieben ist [8, 29, 32, 38, 64]. In diesem Fall ist die Austauschenerige gegenüber der Dipol-Dipol-Wechselwirkung die dominierende Kraft, was zu größeren Domänen mit einer geringeren Anzahl von Domänenwänden führt [30].



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

### 7.2.3 Zusammenfassung

In hexagonalen Antidotgittern in weichmagnetischen GdFe-Filmen mit senkrechter Anisotropie werden abhängig von ihren geometrischen Parametern zwei verschiedene Ummagnetisierungsmechanismen beobachtet. Der bestimmende Parameter scheint, wie auch in Kapitel 5.2 diskutiert, die Breite des Materialstegs zwischen zwei benachbarten Löchern zu sein, welche die Länge der Domänenwände, die immer an dieser Stelle lokalisiert sind, bestimmt. Der Ummagnetisierungsprozess wird dann entweder von der Dipol-Dipol-Wechselwirkung (kleine Domänen mit vielen Domänenwänden) oder der Austauschwechselwirkung (große Domänen mit wenigen Domänenwänden) dominiert. In beiden Regimen kann ein Einfluss des Koerzitivfelds des unstrukturierten Films festgestellt werden: im Dipol-Dipol-dominierten Regime bleibt das Koerztivfeld für alle mikroskopischen Umschaltprozesse erhalten; im Austausch-dominierten Regime ist das ursprüngliche Koerzitivfeld das kleinste Umschaltfeld der Schaltfeldverteilung [30].

Antidotgitter mit vergleichsweise breiten Materialstegen weisen eine Ummagnetisierung durch Nukleation von Domänen und ihre anschließende Ausbreitung auf durch das Antidotgitter erreicht. Dabei werden die Domänenwände an verschiedenen Positionen im Gitter gepinnt werden, depinnen und erneut gepinnt. Dabei dienen die Engstellen zwischen zwei benachbarten Löchern als Verankerungszentren, da vom System hier eine entsprechend kurze Domänenwand realisiert werden kann, und dementsprechend äußert sich die strukturelle Verteilung der Stegbreiten als magnetische Verteilung von lokalen Koerzitivfeldern. So lässt sich durch geeignete Nanostrukturierung das Koerzitivfeld des gesamten Systems gegenüber dem nativen Materialfilm erhöhen [30].

Durch stetiges Verengen des Materialstegs kann das Koerztivfeld jedoch nicht beliebig erhöht werden. Ab einem bestimmten Punkt wird der Steg schmal genug, um zwei Domänenwände in einem Steg zu stabilisieren, da der Streufeldschluss zu den benachbarten Knoten und der damit verbundene Gewinn in der Dipol-Dipol-Wechselwirkung energetisch günstiger ist als der Verlust in der Austauschwechselwirkung durch die zwei kurzen Domänenwände. Durch die Stabilisierung von zwei Domänenwände in einem Steg können einzelne Stege und Knoten unabhängig voneinander ummagnetisiert werden. Wegen des individuellen Schaltens der lokalen Elemente spielt die langreichweitige Bewegung von Domänenwänden für die Ummagnetisierung keine Rolle mehr. Daher entspricht das Koerzitivfeld bei ausreichend großen Löchern wieder dem des unstrukturierten GdFe-Films. Das unabhängige Umschalten der einzelnen Stege und Knoten führt auch dazu, dass eine Vielzahl



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

von möglichen Kombination lokaler Magnetisierungszustände und damit eine große Anzahl verschiedener Streufeldlandschaften existiert, was zu einer breiten Verteilung lokaler Interaktionsfelder führt. Diese Verteilung von Interaktionsfeldern sorgt sowohl für die Reduktion der remanenten Magnetisierung, da das maximale negative Interaktionsfeld größer als das Koerztivfeld ist, als auch für die Erhöhung des Sättigungsfelds, da das maximale positive Interaktionsfeld zusätzlich zum Koerzitivfeld überwunden werden muss. Obwohl eine Erhöhung des Koerzitivfelds für technische Anwendungen häufig erwünscht ist, ergibt sich auch für Antidotgitter im Dipol-Dipol-dominierten Regime eine Anwendung als BPM-Datenspeicher, da hier besonders kleine Domänen gegenüber äußere Felder stabilisiert werden [30].

Die Messung der FORC-Verteilung erlaubte hier die Unterscheidung der Schaltfeldverteilung in eine Koerzitivfeldverteilung (für kleine Löcher) und eine Interaktionsfeldverteilung (für große Löcher) ohne eine lateral auflösende Messmethode. Durch die Abbildung der Ummagnetisierungsmechanismen durch SXM-Messungen mit XMCD-Kontrast wurde bestätigt, dass es sich tatsächlich im Autausch-dominierten Regime mikroskopisch um eine Koerzitivfeldverteilung und im Dipol-Dipol-dominierten Regime mikrokopisch um eine Interaktionsfeldverteilung handelt. Antidotgitter in weichmagnetischem GdFe mit senkrechter Anisotropie sind daher ein Beispielfall, in dem FORC-Messungen die mikroskopischen Prozesse zuverlässig vorhersagen und die FORC-Verteilung direkt und quantitativ interpretierbar ist [30].



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

# 8 Geometrische Frustration in Antidotgittern

Ein weiteres Phänomen, das in nanostrukturierten Antidotgittern auftritt und im Rahmen dieser Arbeit erstmals beobachtet wurde, ist das Entstehen einer senkrechten Magnetisierungskomponente durch ein in der Filmebene angelegtes magnetisches Feld. Diese tritt vor allem in Antidotgittern mit sehr schmalen Materialstegen zwischen zwei benachbarten Löchern auf. Ein solches Antidotgitter in einem 20 nm dünnen Fe-Film ist in Abbildung 8.1 dargestellt. Dort sind auch nochmals die bereits in Kapitel 7.1 besprochenen ausgezeichneten Richtungen des hexagonalen Gitters veranschaulicht. Die Hysteresen, die mittels longitudinalem MOKE in der Filmebene gemessen wurden, sind für die (nn)- und (nnn)-Richtung in Abbildung 8.2(a) bzw. 8.2(c) gezeigt. Man findet eine qualitative Übereinstimmung mit den zuvor in Kapitel 7.1 besprochenen Hysteresen. Da diese Messungen jedoch an selbst-organisierten Antidotgittern (vgl. Kapitel 4.1.2) durchgeführt wurden, ist die Gitterordnung reduziert, was zu einer Schaltfeldverteilung für die Ummagentisierungsprozesse und damit einer Verwischung der abrupten Sprünge in den Hysteresen führt. Des Weiteren ist in Abbildung 8.2(a) zum Vergleich die Hysterese des unstrukturierten Eisenfilms gezeigt, woraus abgeleitet werden kann, dass das Koerzitivfeld des Systems von dem Antidotgitter dominiert werden [28].

## 8.1 Nachweis einer Magnetisierungskomponente senkrecht zum Magnetfeld

Zum Nachweis einer senkrechten Magnetisierungskomponente aus einem in der Filmeben angelegten Magnetfeld sind die entsprechenden polaren MOKE-Messungen, die ausschließlich auf die senkrechte Magentisierung empfindlich sind (vgl. Kapitel 3.1), in Abbildung 8.2(b) und 8.2(d) für die (nn)- bzw. (nnn)-Richtung gezeigt.



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

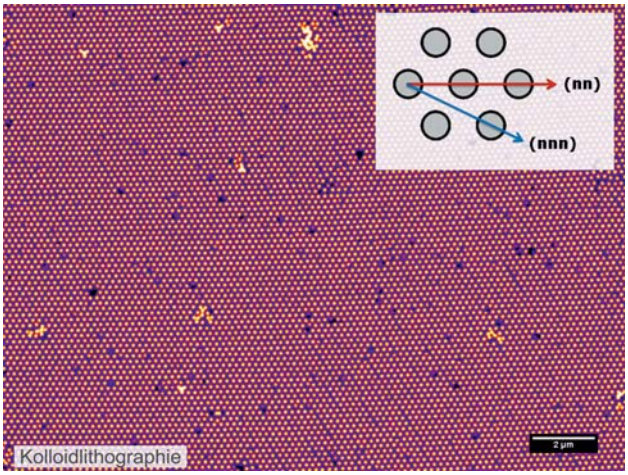



**Abbildung 8.1:** Röntgenmikrogramm eines hexagonalen Antidotgitters ($a = 200\,\text{nm}$ und $d = 100\,\text{nm}$) in einem 20 nm dünnen Fe-Film. Die ausgezeichneten Richtungen [(nn) und (nnn)] des hexagonalen Gitter sind schematisch eingezeichnet. Nachdruck aus [28].

Um ein Übersprechen aufgrund der Mischung von longitudinalem, transversalem und polarem Kerr-Effekt, beispielsweise durch eine schlechte Justierung, zu verhindern, wurde das Messsystem mit einer NiFe-Referenzprobe auf ein Übersprechen $\leq 0{,}4\,\text{mdeg}$ eingestellt. Des Weiteren wurde die exakt gleiche Justage für beide Richtungen angewandt, da die Probe zwischen den Messungen lediglich lateral bewegt wurde und damit der Winkel zwischen der Probenoberfläche, dem Elektromagneten und dem Laser konstant bleibt. Da die Kolloidlithographie homogene Strukturbereich einer Größe von etwa $10 \cdot 10\,\mu\text{m}^2$ liefert, ist es möglich zwischen einer Messposition mit (nn)- oder (nnn)-Orientierung durch Drehung oder laterale Verschiebung der Probe zu wechseln. Um Messartefakte auszuschließen, wurden an dieser Stelle beide Möglichkeiten die Messposition anzufahren genutzt und es zeigt sich, dass die Messungen unabhängig von der Positionsvergangenheit (Drehung im Uhrzeigersinn, Drehung gegen den Uhrzeigersinn, Verschiebung) sind [28, 32].

Überraschend ist, dass für ein in der Probenebene entlang der (nn)-Richtung angelegtes Magnetfeld selbst in Pseudosättigung eine senkrechte Magnetisierung bestehen bleibt [siehe Abbildung 8.2(b)]. In dieser Pseudosättigung erreicht die Magnetisierung ein Plateau, ist jedoch nicht vollständig entlang des äußeren Felds orientiert. In der Tat spiegelt diese senkrechte Komponente den Verlauf der Magnetisierung in der Ebene wider und die Koerztivfelder stimmen überein, was Abbildungen 8.2(a) und 8.2(b) offensichtlich zu entnehmen ist. Zunächst weniger uner-



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

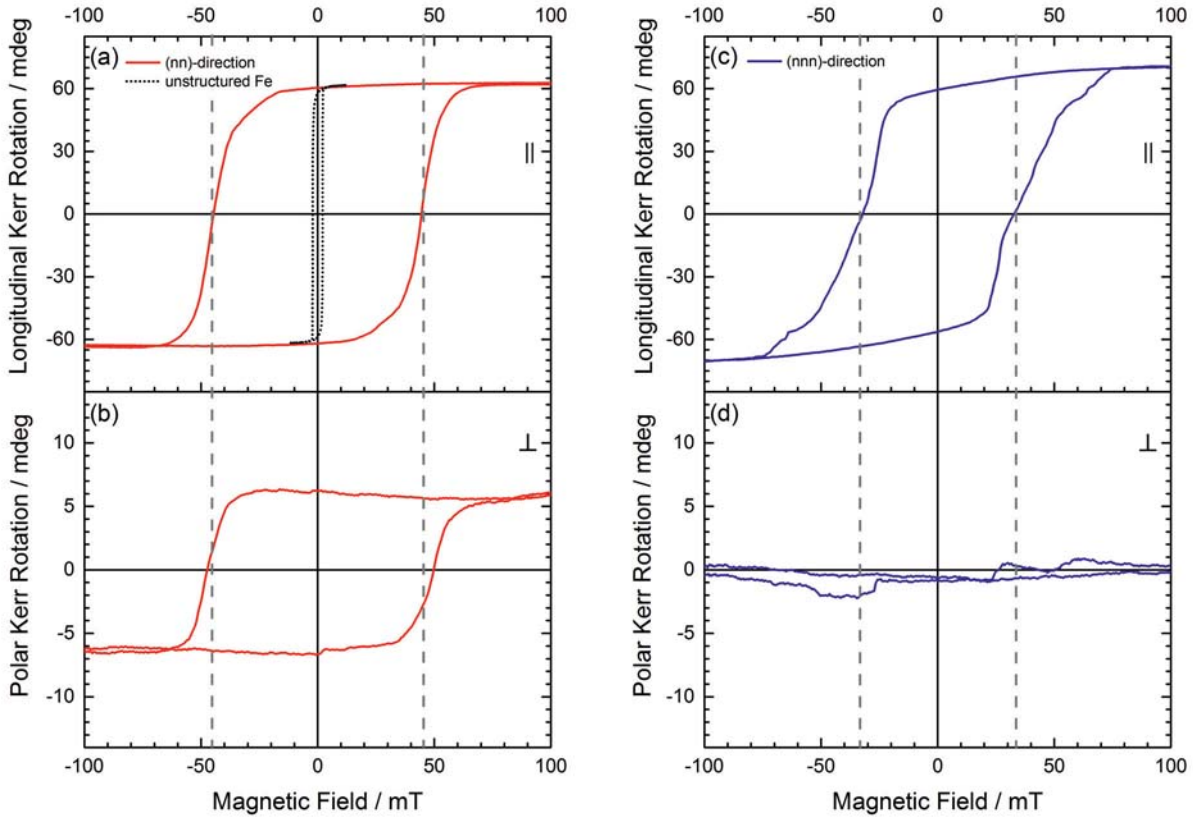



**Abbildung 8.2:** Longitudinale MOKE-Hysterese eines Antidogitters ($a = 200\,\text{nm}$ und $d = 100\,\text{nm}$) in einem 20 nm dünnen Fe-Film entlang *(a)* (nn)- und *(c)* (nnn)-Richtung. In *(a)* ist zum Vergleich die Hysterese des unstrukturierten Films gezeigt. Für die *(b)* (nn)- und *(d)* (nnn)-Richtung sind auch die polaren MOKE-Messungen (empfindlich auf die senkrechte Magnetisierungskomponente) für ein in der Filmebene angelegtes Feld gezeigt. Nachdruck aus [28].

wartet ist der Verlauf der senkrechten Magnetisierungskomponente, der in Abbildung 8.2(d) dargestellt ist, für ein entlang der (nnn)-Richtung angelegtes Magnetfeld. In dieser Orientierung wird in der MOKE-Messung keine senkrechte Magnetisierung beobachtet, wie es prinzipiell für einen dünnen Eisenfilm auch zu erwarten ist [28].

Um die nanoskopische räumliche Verteilung dieser senkrechten Magnetisierungskomponente zu untersuchen, wurden an diesen Strukturen röntgenmikrosko-



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

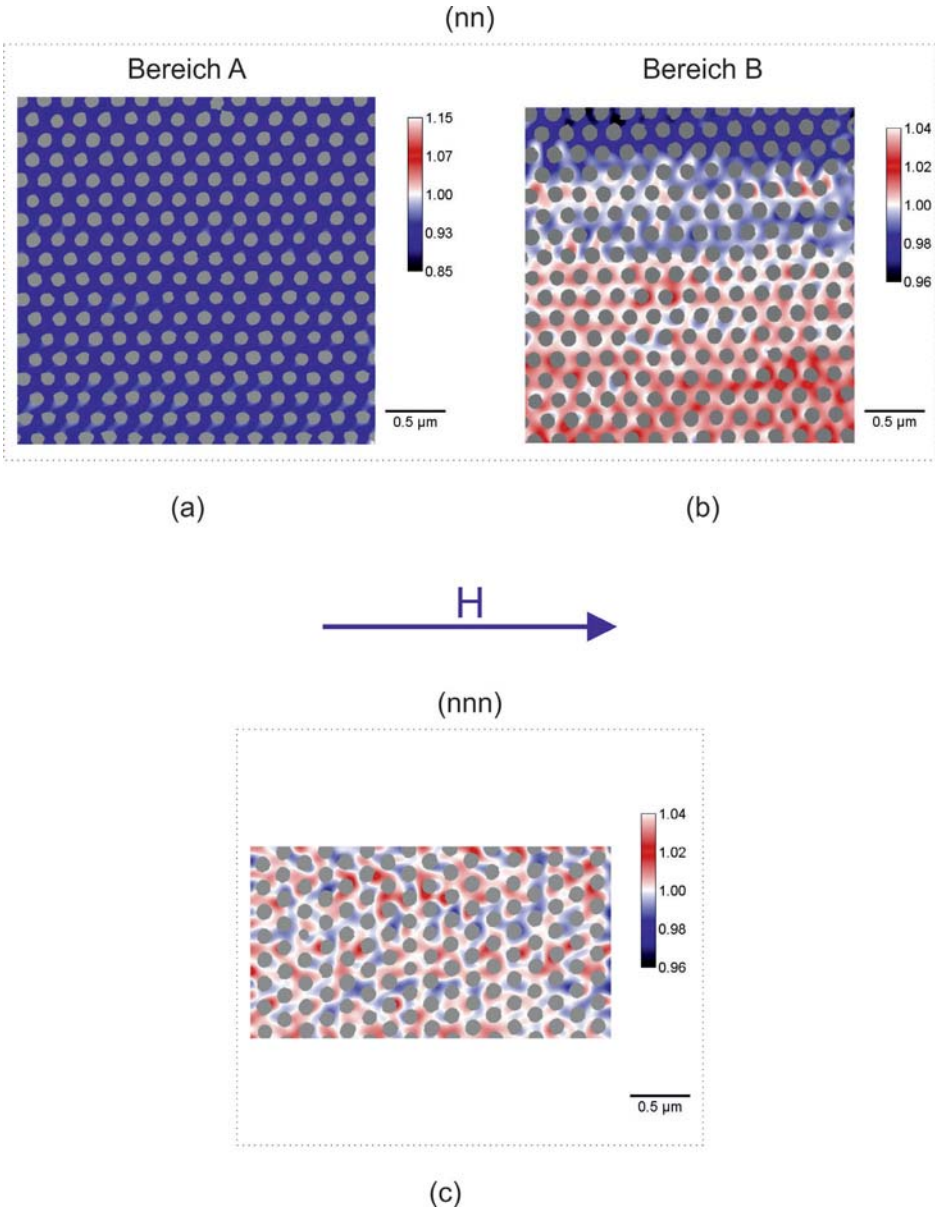



**Abbildung 8.3:** Röntgenmikrogramm mit XMCD-Kontrast der Fe $L_3$-Kante unter senkrechtem Einfall der Röntgenstrahlung eines hexagonalen Antidotgitters ($a = 200\,\text{nm}$ und $d = 100\,\text{nm}$) in einem 20 nm dünnen Fe-Film. In der Filmebene ist ein Magnetfeld von 240 mT entlang der *(a+b)* (nn)- und *(c)* (nnn)-Richtung angelegt. Die senkrechte Magnetisierungskomponente ist in rot, weiß und blau dargestellt, während die Positionen der Löcher des Antidotgitters als graue Kreise überlagert sind. Nachdruck aus [28].



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

pische Bilder mit XMCD-Kontrast der Fe $L_3$-Kante aufgenommen, die in Abbildung 8.3 gezeigt sind [28].

Für ein Magnetfeld, das in der Filmebene entlang der (nn)-Richtung angelegt ist, zeigt sich in Abbildung 8.3(a) eine homogene senkrechte Magnetisierung und bestätigt die vorhergehende MOKE-Messung. Bei Mittlung über diesen $3 \cdot 3\ \mu m^2$ großen Probenbereich beträgt die XMCD-Asymmetrie 6% und bestätigt damit quantitativ die Auslenkung der Magnetisierung von $(15 \pm 5)°$, die sich ebenfalls aus dem Verhältnis der longitudinalen und polaren Kerr-Winkel berechnen lässt. Die Messunsicherheit ergibt sich hier aus der Standardabweichung des XMCD-Signals und der Unsicherheit des Absolutwerts des Kerrwinkels (vgl. Kapitel 3.1). Für ein Magnetfeld, das entlang der (nnn)-Richtung angelegt ist, findet sich, entgegen der polaren MOKE-Messungen, die in Abbildung 8.2(d) gezeigt sind, in dem Röntgenmikrogramm, das in Abbildung 8.3(c) dargestellt ist, eine erhebliche senkrechte Magnetisierungskomponente. Dieser senkrechte Beitrag ist jedoch nicht homogen über einen größeren Strukturbereich verteilt, sondern alterniert auf einer Länge, die kürzer ist als zwei benachbarte Antidotgitterzellen. Mittelt man über den in Abbildung 8.3(c) dargestellten Bereich, ergibt sich in Übereinstimmung mit der MOKE-Messung, bei der über eine $5 \cdot 5\ \mu m^2$ Bereich gemittelt wird, keine Nettoasymmetrie des XMCD-Signals. Aus den SXM-Messungen lässt sich daher ableiten, dass eine partielle senkrechte Ablenkung der Magnetisierung grundsätzlich auftritt. Diese liegt jedoch nur für den Fall der (nn)-Richungen in homogenen Domänen vor, die eine ausreichende Größe besitzen, um in MOKE-Messungen detektiert zu werden [28].

Für die (nn)-Richtung, bei der über mehrere $\mu m^2$ homogene Bereiche senkrechter Teilmagnetisierung beobachtet werden, finden sich auch Domänenwände zwischen Bereichen mit einer Ablenkung nach oben [blau in Abbildung 8.3(b)] und unten [rot in Abbildung 8.3(b)]. Dies deutet darauf hin, dass die Austauschwechselwirkung prinzipiell auch für die senkrechte Magnetisierungskomponente eine homogene Magnetisierung stabilisiert. Diese These wird dadurch unterstützt, dass die in Abbildung 8.3(b) dargestellte Domänenwand in dem kurzen Materialsteg zwischen zwei benachbarten Löchern verläuft. Dies wird ebenso für die Domänenwände der Magnetisierungskomponenten in der Probenebene während des Ummagnetisierungspozesses beobachtet (vgl. Kapitel 7.1). So ergibt sich eine kürzest mögliche Länge der Domänenwand und damit eine Minimierung der Austauschenergie [28, 29, 32, 38].

Wie in Kapitel 2.2 besprochen, wurden in der Literatur im Zusammenhang mit Antidotgittern verschiedene geometrische Frustrationen, wie Spineis und Paare ma-



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

gnetischer Monopole, die durch einen Dirac-Faden verbunden sind diskutiert [31, 36, 63]. Die treibende Kraft hinter diesen künstlichen geometrischen Frustrationen ist die Reduktion der Streufelder oder der dipolaren Wechselwirkung. Ebendies ist die Ursache der nicht-parallelen Ausrichtung der Magnetisierung zum äußeren Magnetfeld, da so ein von den Lochrändern ausgehendes Streufeld vermieden werden kann. In der Literatur wurde diese Ablenkung der Magnetisierung von der Richtung des äußeren Magnetfelds bis dato lediglich in der Ebene des magnetischen Dünnfilms betrachtet [31, 32]. Die zuvor besprochenen Messungen zeigen jedoch, dass ebenso eine Auslenkung aus der Filmebene heraus stattfindet. Geometrische Frustration tritt demnach nicht nur, wie in Kapitel 2.2 diskutiert, bei Konkurrenz von Dipol-Dipol-Wechselwirkungen (dipolar gekoppelte Spineis-Sturkutren [63]) oder Austauschwechselwirkungen (Spineis-Strukturen in geschlossenen Filmen [31]), sondern zusätzlich bei kompetitiven Dipol-Dipol- und Zeeman-Wechselwirkungen auf. Dies führt, selbst in Pseudosättigung in einem Feld von 240 mT, zu einer senkrechten Ablenkung der Magnetisierung an den Löchern des Antidotgitters, um Streufelder in diese zu reduzieren, was auch in mikromagnetischen Simulationen reproduziert wird. Dabei ist zu erwarten, dass dieser Effekt in einem stärkeren äußeren Magnetfeld unterdrückt wird und die Magnetisierung dann vollständig in der Probenebene liegt [28].

Im Allgemeinen wird aufgrund der Formanisotropie für einen dünnen Eisenfilm eine Präferenz für eine Magnetisierung in der Filmebene erwartet. Da eine Ablenkung in der Filmebene jedoch auf Kosten der Austauschenergie erfolgt, kann eine Ablenkung aus der Ebene heraus günstiger sein, falls die damit assoziierte Streufeldenergie kleiner ist. Des Weiteren haben Cowburn *et al.* gezeigt, dass die lokale Formanisotropie in einem Antidotgitter eine Magnetisierungsorientierung senkrecht zur Filmebene bevorzugen kann [14]. In der Tat kann die durch das Antidotgitter erzwungene Formanisotropie die intrinsische Anisotropie des magnetischen Dünnfilms vollständig überwinden, wie es auch in Kapitel 5.1 für die Anisotropie in der Filmebene beschrieben wird [14]. Bei genauerer Betrachtung der lokalen Formanisotropie zeigt sich, dass es sich bei dem hier diskutierten Antidotgitter nicht mehr um einen unendlich ausgedehnten dünnen Film handelt. Die lokalen Elemente haben hier eine Dicke von 20 nm bei einer lateralen Ausdehnung entlang der (nn)-Richtung von 100 nm, die sich aus den Antidotgitterparametern $a = 200\,\mathrm{nm}$ und $d = 100\,\mathrm{nm}$ ableitet, woraus sich ein Aspektverhältnis von lediglich 5:1 ergibt. Merazzo *et al.* argumentieren, dass bei sehr kleinen Aspektverhältnissen die magnetischen Ladungen an den Lochwänden und der Oberfläche eines Antidotgitters gleich groß sein können und damit die Formanisotropie und die Präferenz für eine



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

Magnetisierung in der Filmebene aufgehoben werden [64]. Auch in theoretischen Arbeiten über die Anisotropie in Antidotgittern wird gezeigt, dass die Präferenz für eine Magnetisierung in der Filmebene, zumindest teilweise, aufgehoben sein kann [3, 105]. Dies wurde sowohl in mikromagnetischen Simulationen, z. B. von Van de Wiele *et al.* [105], als auch in Monte-Carlo-Simulationen, z. B. von Ambrose und Stamps [3], gezeigt. Zusätzlich kann eine magnetische Oberflächenanisotropie zur Ausbildung einer senkrechten Magnetisierungskomponente beitragen [4, 28, 110].

Daher lässt sich ableiten, dass die effektiven leichten Richtungen dieses Systems nicht in der Filmebene liegen sondern senkrecht dazu abgelenkt sind. Dies folgt auch aus der Beobachtung, dass für die (nn)-Richtung die senkrechte Magnetisierungskomponente parallel zu der in der Ebene verläuft; die beiden Komponenten demnach miteinander gekoppelt sind. Die senkrechte Magnetisierungskomponente tritt nicht eigenständig auf, sondern ist vielmehr eine 15° Ablenkung aus der Ebene heraus, was mit einer Relaxation in eine leichte Richtung, die nicht in der Filmebene liegt, vereinbar ist [28].

## 8.2 Aufhebung der Entartung der senkrechten Richtungen

Die künstliche geometrische Frustration von Dipol-Dipol- und Zeeman-Wechselwirkung in Antidotgittern mit kleinem Aspektverhältnis führt zu einem entarteten Grundzustand mit zwei gleichwertigen leichten Richtungen 15° oberhalb und unterhalb der Filmebene. In einem Antidotgitter ohne weitere Anisotropien, z. B. aufgrund von Strukturfehlern oder Oberflächendefekten, sollte diese zweizählige Symmetrie zu einer ungeordneten senkrechten Magnetisierungskomponente führen, wie sie für die (nnn)-Richtung auch in Abbildung 8.3(c) beobachtet wird. Für die (nn)-Richtung ist diese Entartung jedoch in großen Bereichen aufgehoben, was zu den homogenen Domänen senkrechter Magnetisierung führt, die in Abbildung 8.3(a+b) gezeigt sind [28].

Eine Ursache für die Symmetriebrechung und damit die Aufhebung der Entartung der beiden leichten Richtungen, ist ein senkrechtes Streufeld, das von einer Blochwand während der Ummagnetisierung erzeugt wird. Obwohl in einem dünnen magnetischen Film typischerweise Domänenwände vom Néel-Typ erwartet werden (vgl. Kapitel 2.1), zeigt sich in mikromagnetischen Simulationen, dass die geome-



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

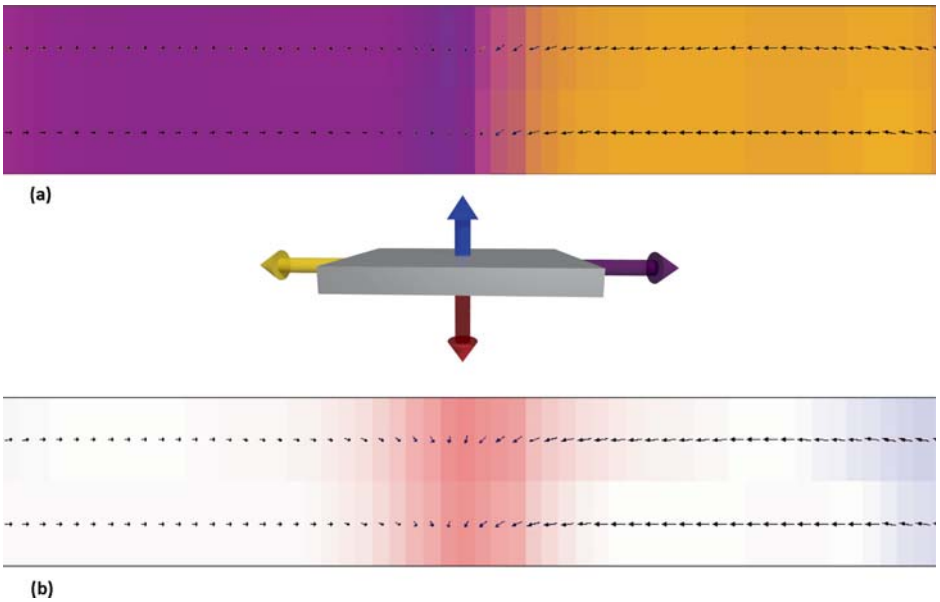



**Abbildung 8.4:** Schnitt durch eine Domänenwand während der mikromagnetisch simulierten Ummagnetisierung in einem hexagonalen Antidotgitter ($a = 200\,\text{nm}$ und $d = 100\,\text{nm}$) in einem 20 nm dünnen Fe-Film. Die Farbskala der Magnetisierungskomponenten *(a)* in der Filmebene und *(b)* senkrecht dazu wird durch die zentrale, schematische Darstellung verdeutlicht. Die lokale Orientierung der Makrospins ist durch Pfeile verdeutlicht. Die künstliche geometrische Begrenzung des magnetischen Materials begünstigt Domänenwände des Bloch-Typs, die eine senkrechte Magnetisierung in der Domänenwand aufweisen. Nachdruck aus [28].

trische Einschränkung des Films Domänenwände vom Bloch-Typ begünstigt. In der Tat werden in der mikromagnetischen Simulation ausschließlich diese Bloch-Typ Domänenwände gefunden. Ein entsprechender Schnitt durch eine mikromagnetisch simulierte Domänenwand während der Ummagnetisierung ist in Abbildung 8.4 gezeigt. Da diese Bloch-Typ Domänenwände einen signifikanten Beitrag zur intermediären Streufeldlandschaft leisten, ist es plausibel, dass sie die Entartung der beiden senkrechten Richtungen aufheben [28].

Dieser Mechanismus der Aufhebung der Entartung kann auch die unterschiedliche Ordnung der senkrechten Magnetisierungskomponente für die (nn)- und (nnn)-Richtungen erklären und ist mit der Verknüpfung der Magnetisierungskomponente in der Ebene und senkrechte dazu vereinbar. Demnach hängt das beobachtete



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

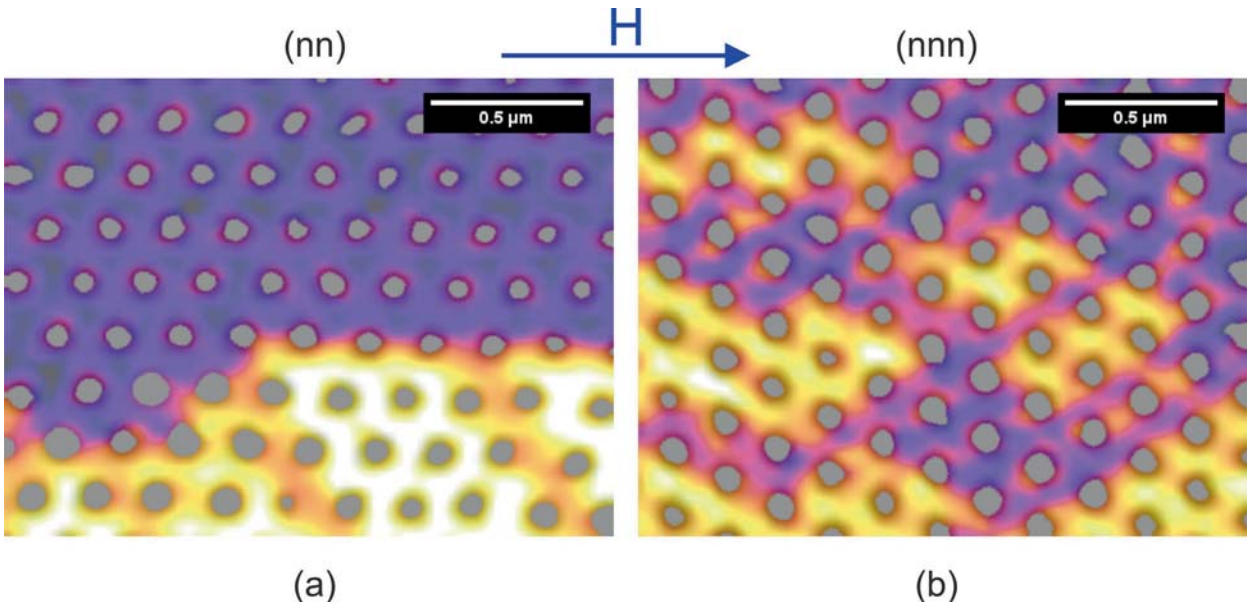



**Abbildung 8.5:** Röntgenmikrogramm mit XMCD-Kontrast der Fe $L_3$-Kante unter 30° Einfall der Röntgenstrahlung eines hexagonalen Antidotgitters ($a = 200$ nm und $d = 100$ nm) in einem 20 nm dünnen Fe-Film. In der Filmebene ist ein Magnetfeld, das dem Koerzitivfeld für die jeweilige Orientierung entspricht, entlang der *(a)* (nn)- und *(b)* (nnn)-Richtung angelegt. Die Farbskala entspricht der in Abbildung 8.4, während die Position der Löcher des Antidotgitters als graue Kreise überlagert sind. Nachdruck aus [28]

Muster der senkrechten Magnetisierungskomponente in Pseudosättigung von der intermediären Streufeldlandschaft während der Ummagnetisierung ab, und damit von der Domänenkonfiguration und den verschiedenen Ummagnetisierungsprozessen. Dies wird für ein hoch-geordnetes Gitter in Kapitel 7.1 ausführlich diskutiert. Das Röntgenmikrogramm der intermediäre Domänenkonfigurationen für ein mittels Kolloidlithographie hergestelltes Antidotgitter ist in Abbildung 8.5 gezeigt [28].

Für die (nnn)-Richtung, deren Konfiguration in Abbildung 8.5(b) gezeigt ist, wird ein chaotisches Muster mit sehr kleinen Domänen, bis hin zu einzelnen Gitterzellen, beobachtet. Ähnliches wird von Haering *et al.* [32] experimentell und Cowburn *et al.* [14] in Simulation beobachtet. Dies deckt sich ebenfalls mit den zuvor beschriebenen Domänen in hoch-geordneten Gittern, die kleiner als die Antidotgitterkonstante und zusätzlich zu den benachbarten Domänen um 30° verdreht sind (vgl. Kapitel 7.1). Hieraus resultiert die chaotische und lokal stark fluktuierende senkrechte



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

Magnetisierungskomponente, die für ein Magnetfeld entlang der (nnn)-Richtung beobachtet wird [28].

Andererseits findet die Ummagnetisierung entlang der (nn)-Richtung, deren intermediäre Domänenkonfiguration in Abbildung 8.5(a) gezeigt ist, durch abrupte, langreichweitige Bewegung der Domänenwände statt. Diese Domänenwandbewegung kann sich über einen ganzen Strukturbereich erstrecken. Dies führt zu einer gleichmäßigeren Streufeldlandschaft, was auch direkt von Haering *et al.* [32] in MFM-Messungen beobachtet wird, was wiederum eine homogene Ausrichtung der senkrechten Magnetisierungskomponente in größeren Domänen begünstigt. Des Weiteren sind diese Domänenwandbewegungen sehr reproduzierbar, und führt in hoch-geordneten Antidotgittern zu quasi-reversiblen Prozessen (vgl. Kapitel 7.1). In mittels Kolloidlithographie hergestellten Antidotgittern ist die Reproduzierbarkeit noch stärker ausgeprägt, da Strukturdefekte, wie Lochgrößenvariationen, Ordnungsfehler und fehlende Löcher, Domänenwände noch stärker in deterministische Positionen zwingen. Daher ist die intermediäre Streufeldlandschaft über viele Zyklen identisch und führt zu der immer gleichen Verteilung der senkrechten Magnetisierungskomponente, was eine Beobachtung mittels MOKE-Magnetometrie möglich macht, die über viele Zyklen mittelt [28].

## 8.3 Zusammenfassung

Neben den künstlichen geometrischen Frustrationen in der Ebene einer strukturierten magnetischen Dünnschicht, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein weiterer Typ in nano-skaligen Antidotgittern gefunden, bei dem es zu einer Auslenkung der leichten Richtung um $(15 \pm 5)°$ aus der Filmebene kommt. Dadurch ergibt sich eine senkrechte Magnetisierungskomponente aus einem ausschließlich in der Filmebene angelegten Magnetfled in Pseudosättigung. Für ein entlang der (nnn)-Richtung angelegtes Magnetfeld wird tatsächlich ein chaotischer Grundzustand mit lokal stark alternierender senkrechter Magnetisierungskomponente beobachtet, wie es für ein frustriertes System typisch ist. Für ein Magnetfeld, das entlang der (nn)-Richtung angelegt ist, ist die Entartung zwischen den beiden senkrechten Richtungen (oben und unten) jedoch aufgehoben. Die intermediäre Streufeldlandschaft, die von Bloch-Typ Domänenwänden während der Ummagnetisierung erzeugt wird, prägt dem System eine Vorzugsrichtung auf. Dies führt zur Ausbildung von homogenen Domänen der senkrechten Magnetisierungskomponente mit einer Größe von mehreren $\mu m^2$. Demnach sind die beiden Magnetisierungskomponenten stark an-



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

einander gekoppelt und das Muster der senkrechten Magnetisierungskomponente hängt von der Magnetisierungsvergangenheit des Systems ab. Aufgrund der Reproduzierbarkeit der Domänenwandbewegung lässt sich hier ein Magnetfeld in der Filmebene zuverlässig in eine Magnetisierung senkrecht dazu umsetzen, was möglicherweise zweidimensionale, magnetische Logik in die dritte Dimension überführen kann [28].



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

# 9 Spinwellenmoden in Antidotgittern

Neben den zuvor besprochenen statischen Magnetisierungseigenschaften weisen Antidotgitter auch spannende Phänomene in ihren dynamischen Eigenschaften auf. Wie in Kapitel 1 diskutiert führt die periodische Modulation der lokalen Magnetisierung durch die Löcher zu einem periodisch wechselnden Potential für Spinwellen. Daraus resultiert eine komplexe Bandstruktur für Spinwellen in Antidotgittern und die erlaubten Moden weisen teilweise komplexe räumliche Verteilungen auf [48, 51, 56].

In verschiedenen Arbeiten anderer wurde durch AESWS [2, 57, 70, 100]-, MOKE [78]- und BLS-Experimente [99] und mikromagnetische Simulationen [2, 70, 99, 100] nachgewiesen, dass mehrere Spinwellenmoden in Antidotgittern auftreten und diese teilweise hybridisiert sind. Diese Moden können in drei Kategorien unterschieden werden: lokalisierte Moden, propagierende Moden und gefangene Moden [68]. Letztere sind an sich propagierende Moden, die jedoch durch das magnetostatische Potential an den Lochrändern dort gefangen sind [68]. Zusätzlich wurde in AESWS-Messungen [114] gezeigt, dass es, analog zu einem photonischen Gitterkoppler, zu einer Überlagerung der Gittervektoren $g_n$ des Antidotgitters und der Wellenvektoren $k$ der Spinwellen kommen kann, was die Komplexität der beobachtbaren Spinwellenmoden weiter erhöht.

Obwohl eine Vielzahl von Spinwellenphänomenen bereits indirekt nachgewiesen wurden, war eine direkte experimentelle Beobachtung bis dato nicht möglich, da die laterale Auflösung von MOKE- und BLS-Messungen nicht ausreichend ist [68]. Dies trifft insbesondere auf die lokalisierten und gefangenen Moden zu [68]. Des Weiteren ist die Trennung hybridisierter Moden und die Beurteilung von Propagationsmechanismen mit BLS-Messungen kaum möglich, da diese keine Phaseninformationen liefern [2, 56].

Im Rahmen dieser Arbeit wurden diese Limitierungen in der lateralen Auflösung und der fehlenden Phaseninformation durch zeitaufgelöste SXM-Messungen überwunden. Für diese dynamischen SXM-Untersuchungen kamen quadratische Anti-



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

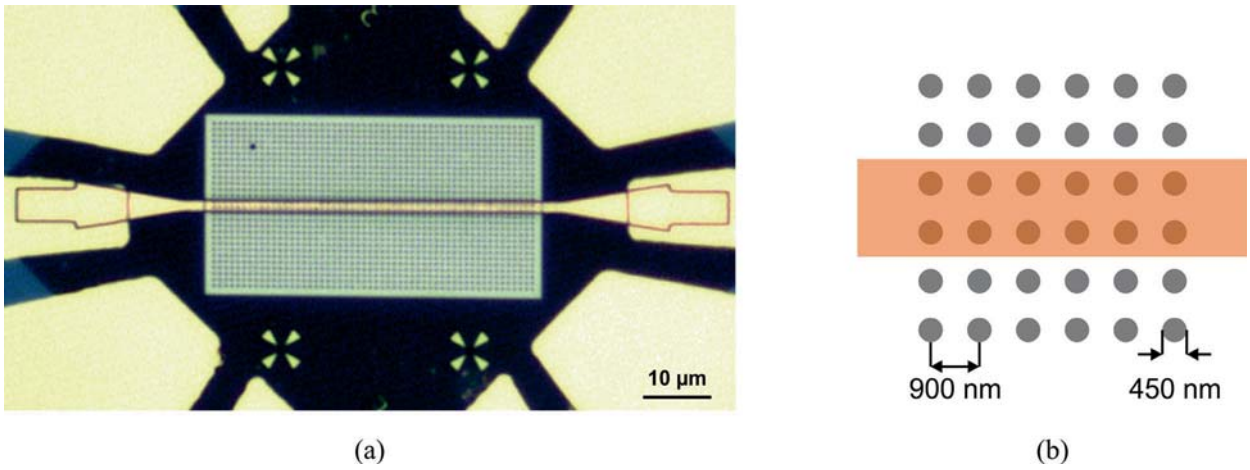



**Abbildung 9.1:** Darstellung eines quadratischen Antidotgitters ($a = 900\,\text{nm}$ und $d = 450\,\text{nm}$) für dynamische SXM-Messungen in einem 50 nm dünnen NiFe-Film mit zentraler Signalleitung zur Anregung von magnetischen Wechselfeldern in einem *(a)* Lichtmikroskopiebild und *(b)* schematisch.

dotgitter ($a = 900\,\text{nm}$ und $d = 450\,\text{nm}$) in 50 nm dünnen NiFe-Filmen zum Einsatz, die in Abbildung 9.1 gezeigt sind. Zentral über den $20 \cdot 50\,\mu\text{m}^2$ großen Antidotgittern ist die Signalleitung eines koplanaren Wellenleiters platziert, um über RF-Ströme ein magnetisches Wechselfeld anzuregen. Im Nachfolgenden wird die direkte nanoskalige Beobachtung aller Spinwellenmoden in Antidotgittern diskutiert.

## 9.1 Breitbandige Anregung mit kurzen Pulsen

Zunächst wurden die Proben breitbandig mit nominell 100 ps kurzen Pulsen angeregt, um möglichst viele Spinwellenmoden gleichzeitig anzuregen und eine Übersicht über das dynamische Verhalten der Antidotgitter zu erhalten. Zehn Zeitschnitte aus einer zeitaufgelösten SXM-Messung mit XMCD-Kontrast nach Anregung mit einem solchen Puls sind in Abbildung 9.2 gezeigt. In den Videos zeigt sich eine Überlagerung mehrerer Moden, was zu einem chaotischen Gesamteindruck führt. Durch Fouriertransformation jedes Bildpunkts lässt sich dieses dynamische Verhalten jedoch in seine Frequenzkomponenten zerlegen, so dass die einzelnen Resonanzen gesondert betrachtet werden können. Im nachfolgenden werden diese



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

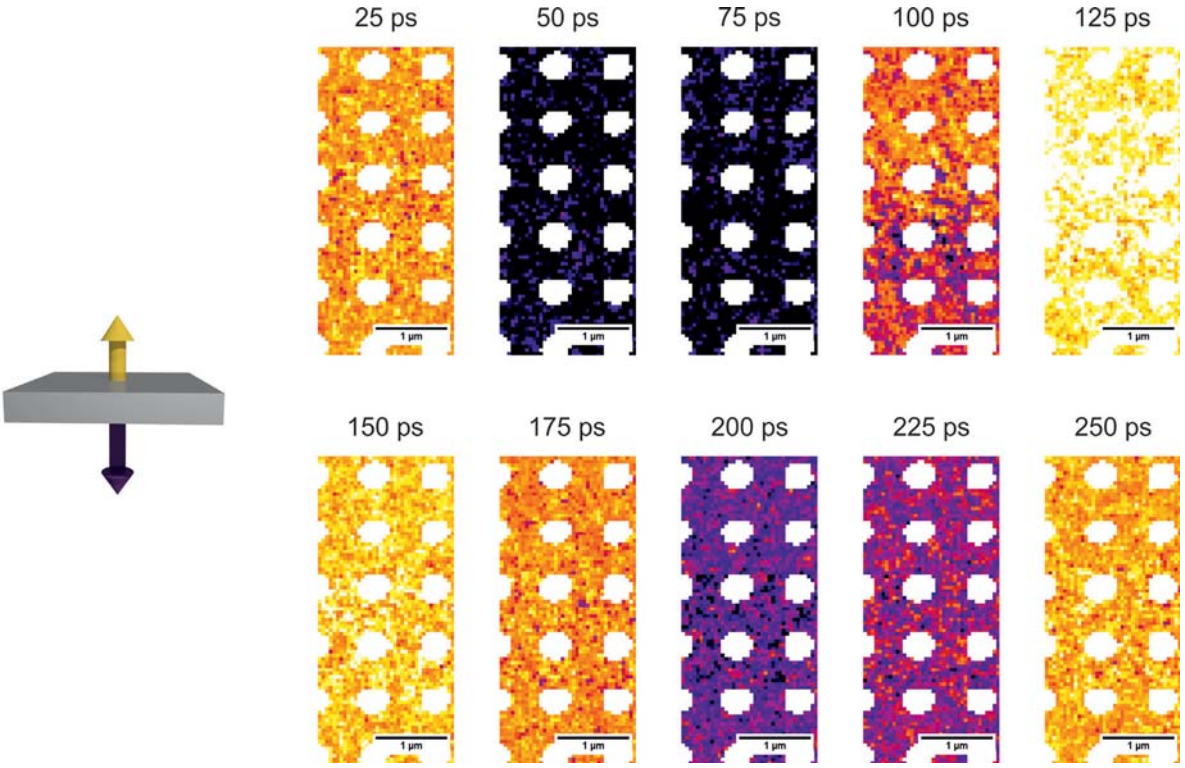



**Abbildung 9.2:** Ausgewählte Zeitschnitte einer zeitaufgelösten SXM-Messungen mit XMCD-Kontrast eines quadratischen Antidotgitters ($a = 900\,\text{nm}$ und $d = 450\,\text{nm}$) in einem 50 nm dünnen NiFe-Film bei einem magnetischen Feld von 20 mT nach einer breitbandigen Anregung mit einem nominell 100 ps langen Puls. Die Positionen der Löcher des Antidotgitters sind als weiße Überlagerung gezeigt.

verschiedenen Moden besprochen. Des Weiteren lässt sich durch Aufsummierung der so erhaltenen Frequenzspektren aller Bildpunkt das Spektrum des gesamten betrachteten Bereichs erhalten.

### 9.1.1 Gefangene Spinwellenmoden

Bei Betrachtung dieser Frequenzkomponenten bei einem externen Magnetfeld von 20 mT fällt insbesondere eine Spinwellenmode bei 2,0 GHz auf, deren Amplitude in Abbildung 9.3 dargestellt ist. Während die Spinwellen anderer Frequenz in einem größeren Bereich des Antidotgitters auftreten, ist diese Mode bei 2,0 GHz auf einen sehr kleinen Bereich direkt am Rand der Löcher beschränkt. Dabei handelt



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

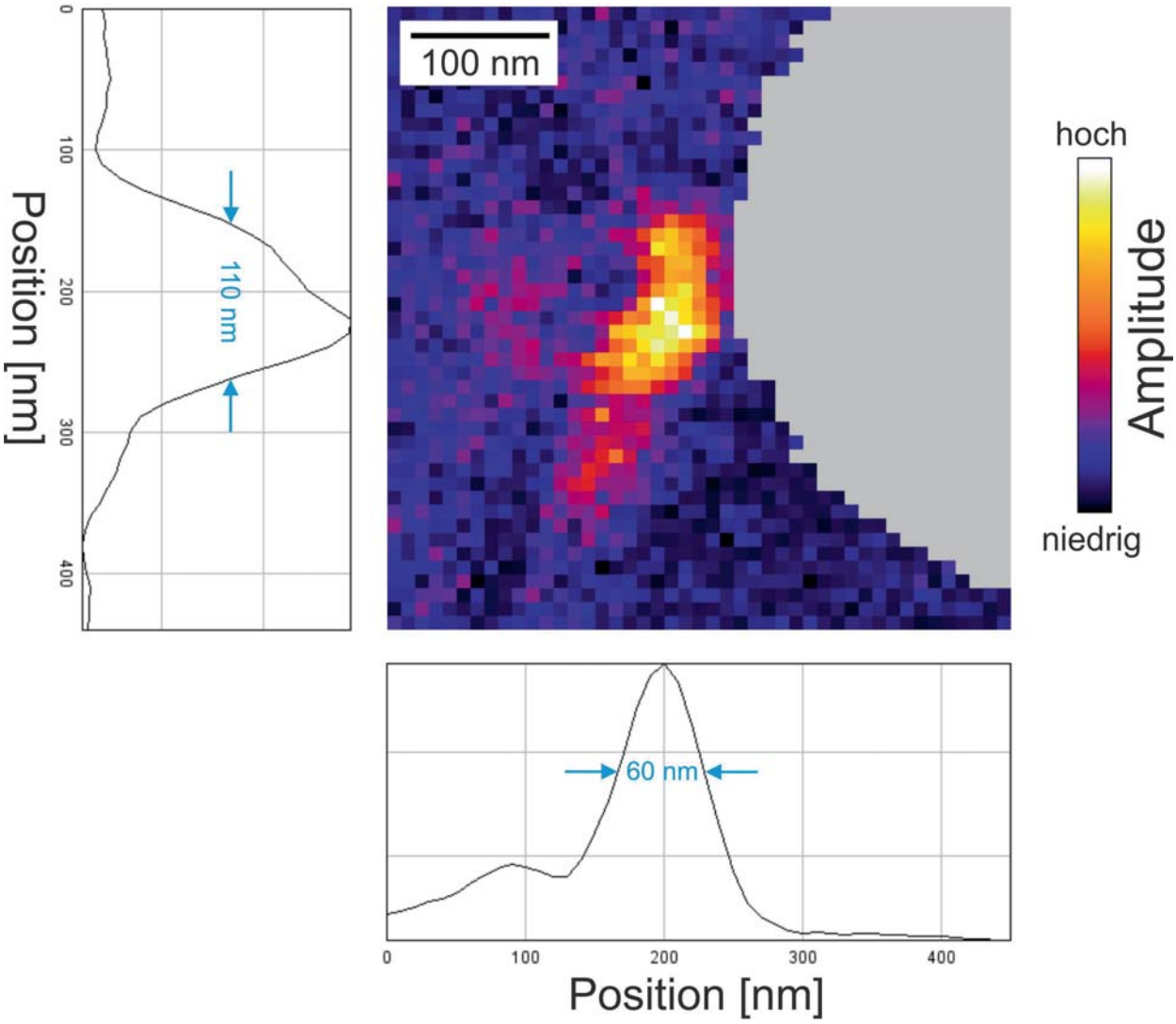



**Abbildung 9.3:** Zweidimensionale Verteilung der Spinwellenamplitude bei einer Frequenz von 2,0 GHz und einem magnetischen Feld von 20 mT nach einer breitbandigen Anregung mit einem nominell 100 ps langen Puls. Die Position des Lochs des Antidotgitters ist als graue Überlagerung gezeigt. Des Weiteren sind Schnitte durch die Amplitudenverteilung gezeigt, aus denen ersichtlich wird, dass die Kantenmode in einem Bereich von $60 \cdot 110\,\mathrm{nm}^2$ direkt am Lochrand gefangen ist.



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

es sich um eine so genannte Kantenmode, die am Rand des magnetischen Materials eingefangen wird [68, 70]. Aufgrund des Entmagnetisierungsfelds am Materialrand ist die lokale Magnetisierung gegenüber dem flächigen Material reduziert [31, 68]. Aus dieser Änderung der Magnetisierung folgt ein verändertes Potential für die Spinwellen und am Lochrand entsteht ein Potentialtopf, in dem die Spinwelle gefangen wird.

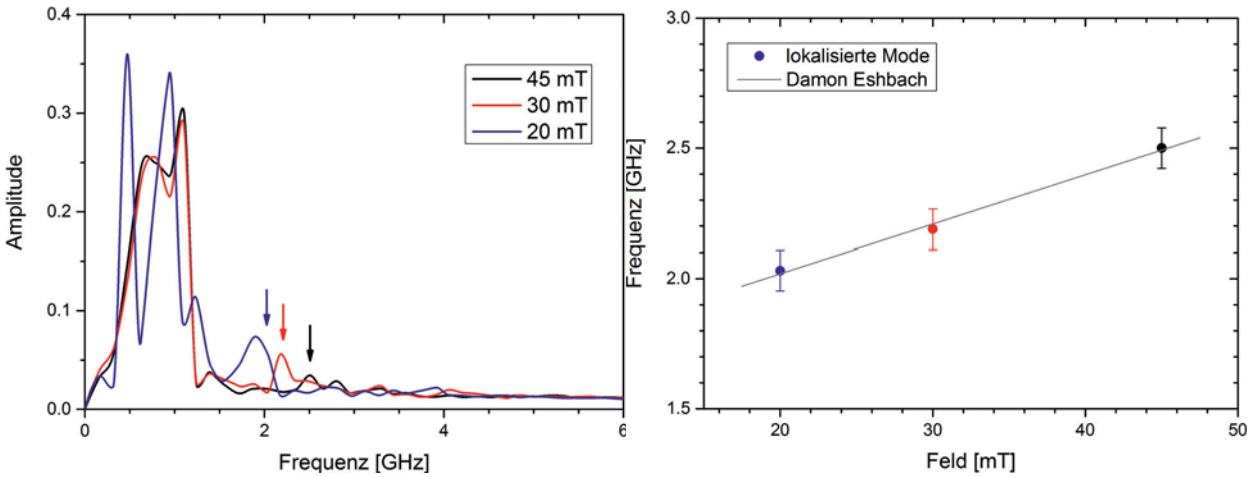
Diese gefangenen Spinwellen wurden in mikromagnetischen Simulationen [48, 56, 70] bereits vorhergesagt, konnten jedoch aufgrund ihrer geringen Intensität nicht mittels AESWS und ihrer starken lateralen Eingrenzung nicht mittels BLS nachgewiesen werden [48, 68]. In der Tat zeigt sich, dass die Kantenmode in einem Bereich von $60 \cdot 110\,\mathrm{nm}^2$ gefangen ist, was aus den in Abbildung 9.3 gezeigten Schnitten durch die Amplitudenverteilung hervor geht. Durch den Einsatz hochauflösender SXM konnte hier die am Lochrand gefangene Kantenmode im Einklang mit mikromagnetischen Vorhersagen direkt experimentell nachgewiesen werden.

Des Weiteren lässt sich in den Mikroskopievideos verfolgen wie sich die Spinwelle von der Anregungsquelle ausbreitete bevor sie in dem Potentialtopf am Rand des Lochs gefangen wurde. Hier wird ersichtlich, dass eine Spinwelle vom DE-Typ mit leicht höherer Frequenz an dem Loch vorbei läuft und ein Teil der Spinwelle in einer wirbelartigen Bewegung in den Potentialtopf am Rand des Lochs läuft und es anschließend zu einer lokalen Oszillation kommt. Diese Modenkonversion wurde in *Plane Wave Method* (PWM)-Berechnungen von Krawczyk *et al.* vorher gesagt, konnte jedoch aufgrund der fehlenden Phaseninformation in den entsprechenden BLS-Messungen von Tacchi *et al.* nicht experimentell bestätigt werden [100].

Dass sich die gefangene Kantenmode aus einer DE-Mode ($H \perp k$) ableitet, zeigt sich auch in der Feldabhängigkeit ihrer Frequenz. Für eine DE-Mode wird eine lineare Feldabhängigkeit mit positiver Steigung und positivem Y-Achsenabschnitt erwartet [56]. In Abbildung 9.4(a) sind die Spinwellenspektren des Antidotgitters nach gepulster Anregung bei verschiedenen Feldern dargestellt, die aus den zuvor erwähnten Fouriertransformationen jedes Bildpunkts gewonnen wurden. Bereits aus diesen Spektren wird ersichtlich, dass die Frequenz der Kantenmode mit zunehmendem Feld ansteigt. In Abbildung 9.4(b) sind die entsprechenden Frequenzen der gefangenen Mode und eine Regressionsgerade für das feldabhängige Verhalten einer DE-Mode aufgetragen. Diese Regressionsgerade deutet zusätzlich darauf hin, dass die Kantenmode sich aus einer DE-Mode ableiten, da sie eine positive Steigung von $(19 \pm 1)\,\mathrm{MHz\,mT^{-1}}$ und einen positiven Y-Achsenabschnitt von $(1640 \pm 50)\,\mathrm{MHz}$ aufweist, wie es für eine DE-Mode zu erwarten ist [56].



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.




(a) (b)

**Abbildung 9.4:** *(a)* Frequenzspektren eines quadratischen Antidotgitters ($a = 900\,\text{nm}$ und $d = 450\,\text{nm}$) in einem 50 nm dünnen NiFe-Film bei einem angelegt Feld von 20 mT, 30 mT und 45 mT, wobei die Frequenz der gefangenen Kantenmode jeweils mit einem Pfeil verdeutlicht ist. *(b)* Feldabhängige Frequenz der Kantenmode und Vergleich zu der erwarteten Feldabhängigkeit einer DE-Mode als Regressionslinie.

### 9.1.2 Zustandsdichte für Spinwellen

Neben der gefangenen Kantenmode, die in SXM-Videos bei gepulster Anregung besonders hervor sticht, treten in Antidotgittern eine Vielzahl von weiteren Spinwellenmoden auf, was auch an den in Abbildung 9.4(a) gezeigten Spektren ersichtlich ist. Die normierte Amplitude der Resonanzen in diesen Spektren korrespondiert dabei mit der frequenzabhänigen Zustandsdichte für Spinwellen im magnonischen Kristall, der durch das Antidotgitter gebildet wird [48]. Durch Aufnahme mehrerer solcher Frequenzspektren bei verschiedenen Feldern ist die feldabhängige Zustandsdichte im magnonischen Kristall zugänglich, die in Abbildung 9.5(b) dargestellt ist. Da die SXM-Messungen verhältnismäßig aufwändig sind und die Anregungsintensität bei hoher Frequenz gering ist, ist diesen in Abbildung 9.5(a) eine VNA-FMR-Messung gegenüber gestellt. Bei diesen wird die feld- und frequenzabhängige Leistungsabsorption im Antidotgitter aus dem koplanaren Wellenleiter gemessen. Es handelt sich dabei also um eine nicht ortsauflösende Methode, die



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

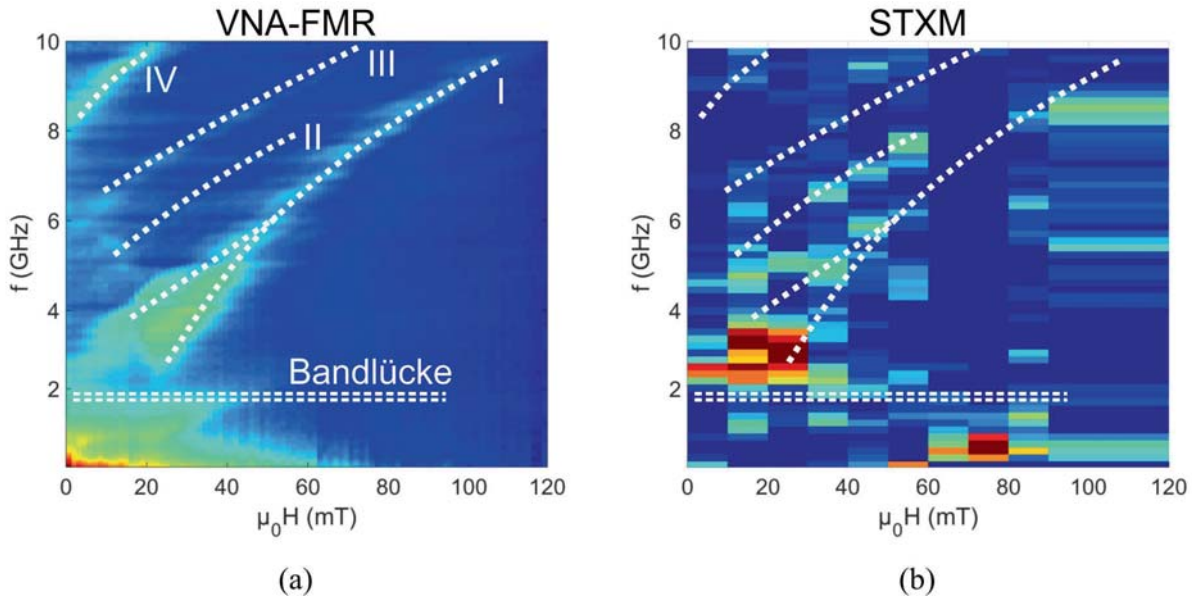



**Abbildung 9.5:** Feld- und frequenzabhängige Zustandsdichte für Spinwellen in einem quadratischen Antidotgitter ($a = 900\,\text{nm}$ und $d = 450\,\text{nm}$) in einem 50 nm dünnen NiFe-Film, die mittels *(a)* VNA-FMR und *(b)* SXM gemessen wurden. Dominante Spinwellenmoden (I-IV) und eine deutliche Bandlücke im unteren Frequenzbereich sind durch weiße Linien hervorgehoben.

insbesondere auf Resonanzen empfindlich ist, die zu einer Spinwellenausbreitung in das Antidotgitter führen.

Auch wenn das Signal-Rausch-Verhältnis in der SXM-Messung deutlich schlechter ist und diese erheblich weniger Datenpunkte aufweist, zeigt sich eine sehr gute Übereinstimmung der beiden Messungen. Bei Frequenzen leicht unter 2 GHz ist eine deutliche Bandlücke zu beobachten, in der keine Spinwellen angeregt werden können. Dies wurde auch in SXM-Messungen bei kontinuierliche Anregung mit erhöhter RF-Leistung beobachtet, bei denen keinerlei Spinwellenanregung im gesamten Antidotgitter gemessen wurde. Des Weiteren sind vier dominante Moden zu beobachten, die in Abbildung 9.5 mit I bis IV gekennzeichnet sind. Mode I spaltet im Bereich niedriger Magnetfelder in zwei Äste auf, was auf eine Hybridisierung zweier Moden hindeutet. Ebendies wurde in mikromagnetischen Simulationen von Amato *et al.* [2] gefunden und beide Moden konnten in SXM-Messungen unterschieden werden, was im nachfolgenden Abschnitt detailliert besprochen wird. Außerdem sind drei weitere Moden II bis IV zu beobachten, wobei auffällt, dass Mode



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

II in der SXM-Messung und Mode III in der VNA-FMR-Messung stärker hervortritt. Dies ist darauf zurück zu führen, dass Mode II lokalisiert ist während Mode III propagiert, was im nachfolgenden Abschnitt anhand von SXM-Messungen belegt wird. In VNA-Messungen sind nicht propagierende Moden nur schwer nachzuweisen, da nur wenig RF-Leistung in das Antidotgitter transportiert wird; umgekehrt treten propagierende Moden in diesen Messungen stark hervor, da viel RF-Leistung aus dem koplanaren Wellenleiter absorbiert wird.

## 9.2 Kontinuierliche, resonante Anregung

Aus der zuvor besprochenen Zustandsdichte für Spinwellen können einige Informationen über die dynamischen Eigenschaften von Antidotgittern als magnonische Kristalle gewonnen werden. So können beispielsweise eine magnonische Bandlücke und das Auftreten von Spinwellenmoden oberhalb der FMR-Frequenz gezeigt werden. Aus der Zustandsdichte kann jedoch keine Aussage über das Ausbreitungsverhalten oder die Lokalisierung der Spinwellen im Antidotgitter getroffen werden. Daher wurden die in den Spektren gefundenen Spinwellenmoden mit einem kontinuierlichen Sinussignal resonant angeregt und ihre Ausbreitung im Antidotgitter mittels SXM abgebildet.

So wie zuvor bei der breitbandigen Anregung wurde für jeden Bildpunkt der SXM-Videos eine Fouriertransformation durchgeführt. Bei einer kontinuierlichen resonanten Anregung kann zusätzlich angenommen werden, dass alle Frequenzkomponenten, die nicht der Anregungsfrequenz entsprechen, Messrauschen sind. Dies wurde dahingehend überprüft, dass das relative Rauschen invers proportional zur Signalintensität ist und daher die Amplitude der zu verwerfenden Frequenzkomponenten ein Negativbild des statischen SXM-Bilds sein sollte. Neben der erheblichen Verbesserung des Signal-Rausch-Verhältnisses bietet dieses Verfahren den Vorteil, dass die zweidimensionale Verteilung der Spinwellenamplitude und -phase direkt zugänglich ist.



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

### 9.2.1 Direkte Abbildung der Spinwellenmoden

Die direkte Abbildung der einzelnen Spinwellenmoden, die zuvor anhand der Zustandsdichte diskutiert wurden, wird nachfolgend beschrieben. Zur Darstellung der SXM-Videos in einem Bild wird dazu der HSV-Farbraum verwendet, was auch in Abbildungen 9.6-9.8 illustriert wird. Die Phase der Spinwelle wird dabei als Farbwert dargestellt, wobei rot, grün, blau und rot einem Phasenwinkel von 0°, 120°, 240° und 360° entsprechen. Die Amplitude der Spinwellen wird dabei als Dunkelstufe dargestellt, so dass Bildpunkte niedriger Spinwellenamplitude schwarz erscheinen und Punkte mit großer Spinwellenamplitude den vollen Farbwert zeigen. Im nachfolgenden werden die verschiedenen Spinwellenmoden, die bei einem äußeren Feld von 30 mT auftreten, so diskutiert.

#### Propagierende Spinwellen

In Abbildung 9.6 sind zwei propagierende Moden gezeigt. Die in Abbildung 9.6(a) gezeigten Spinwellen bei einer Frequenz von 3,0 GHz sind vom DE-Typ, d. h. sie breiten sich senkrecht zum angelegten Feld aus. Es fällt auf, dass sich die Spinwellen von der anregenden Signalleitung in der Mitte des gezeigten Bildausschnitts ausschließlich zwischen den Löchern ausbreiten. Die Propagation erfolgt also in den Streifen ununterbrochenen magnetischen Materials und die Spinwellenintensität wird durch das Antidotgitter kanalisiert. Diese Mode wird durch den magnonischen Kristall kaum gedämpft und die Ausbreitung erfolgt über mehr als 8 µm bis ans Ende der Probe. Zusätzlich ist eine leichte Selbstfokussierung der Spinwellen zu beobachten, da sich die Spinwellen bei zunehmender Ausbreitung stärker in der Mitte des Kanals zwischen den Löchern konzentrieren. Solche Selbstfokussierungsphänomene in seitlich begrenzten Materialstreifen werden in der Literatur typischerweise mit einer Frequenzverschiebung durch das Entmagnetisierungsfeld am Materialrand [18] und eine anisotrope Isofrequenzdispersion [47] erklärt. Beides kann zu einer leichten Ablenkung der Spinwelle in die Mitte des Stegs hinein führen. Zusätzlich besteht die Möglichkeit, dass Spinwellen an den Löchern diffus in die Zwischenräume hinein gestreut werden und so Intensität am Rand des Materialstegs verloren geht. Diese Selbstfokussierung ist also hauptsächlich eine laterale Eingrenzung.

Abbildung 9.6(b) zeigt eine weitere propagierende Spinwelle bei einer niedrigeren Frequenz von 2,4 GHz. Die Ausbreitung der Spinwellen ähnelt einem *Hefezopf*, da der visuelle Eindruck entsteht, dass die Spinwellen an den Löcher reflektiert werden und in dem Materialsteg hin und her schlängeln. Aus dem Phasenbild wird



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

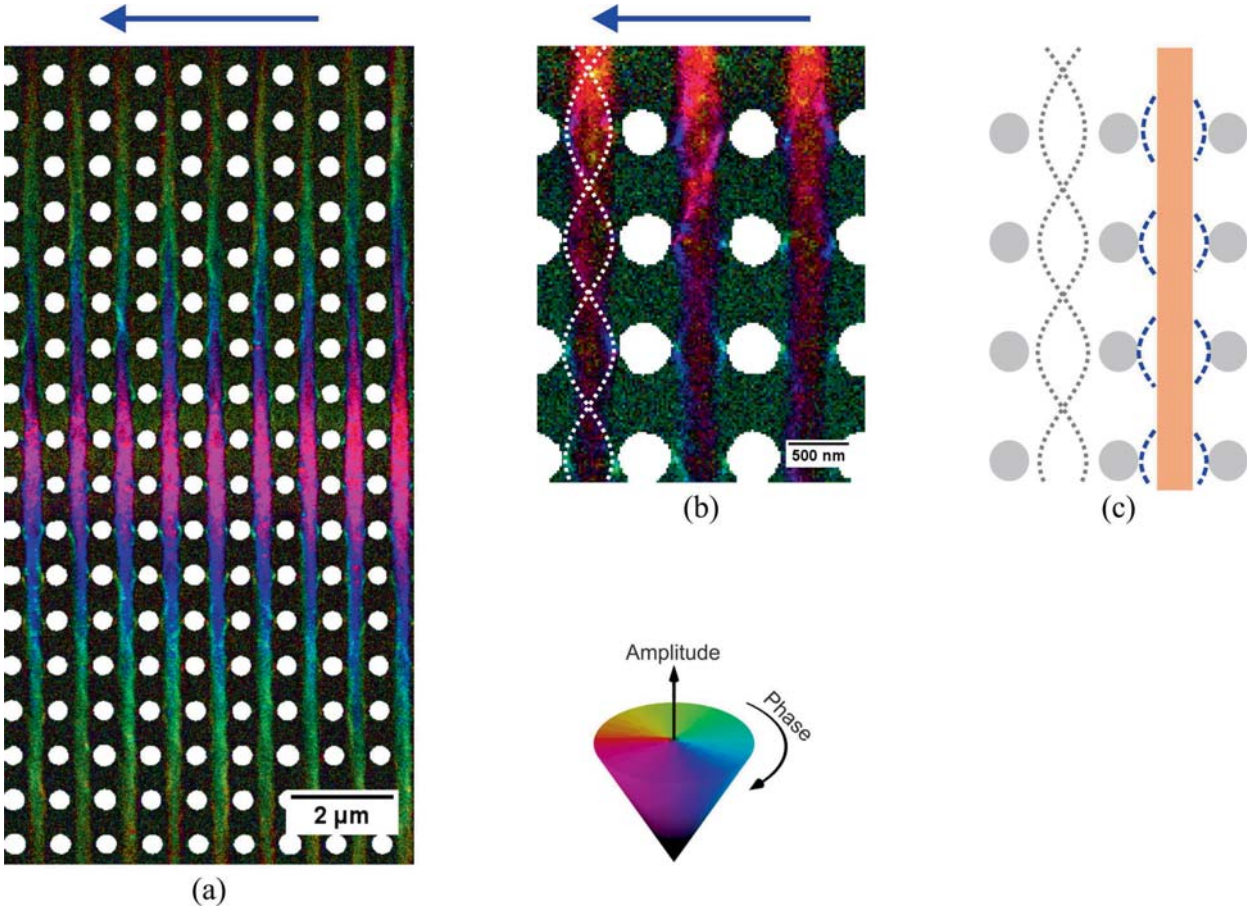



**Abbildung 9.6:** Zwei propagierende Spinwellen bei *(a)* 3,0 GHz und *(b)* 2,4 GHz in einem quadratischen Antidotgitter ($a = 900$ nm und $d = 450$ nm) in einem 50 nm dünnen NiFe-Film bei einem äußeren Feld von 30 mT. Während *(a)* eine einzelne Spinwelle zeigt, die mehr als 8 µm ungehindert propagiert, zeigt *(b)* eine Überlagerung einer propagierenden DE-Mode und einer gefangenen Kantenmode, was schematisch in *(c)* skizziert ist.

jedoch erkenntlich, dass es sich hier um zwei Moden handelt. Dies ist auch schematisch in Abbildung 9.6(c) skizziert. Im Zentrum des Materialkanals propagiert eine DE-Mode (rot im Phasenbild, orange in der Skizze) mit langer Wellenlänge $\lambda$ die der zuvor besprochenen ähnelt. Zusätzlich wird jedoch auch die gefangene Kantenmode (blau in der Skizze) direkt an den Rändern der Löcher angeregt. Diese weist einen deutlichen Phasenversatz (blau/grün im Phasenbild) gegenüber der sich zentral ausbreitenden Mode auf. Durch die Überlagerung dieser beiden Spinwellen



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

entsteht dann der zuvor beschrieben Gesamteindruck.

Obwohl die gefangene Kantenmode sich nicht direkt ausbreiten kann, besteht trotzdem eine Phasenbeziehung zwischen Oszillationen an benachbarten Löchern. Diese Kopplung wurde von Neusser [68] in mikromagnetischen Simulationen vorhergesagt und auf eine Dipol-Dipol-Wechselwirkung zwischen benachbarten Lochrändern zurück geführt, konnte jedoch experimentell mit BLS-Messungen nicht nachgewiesen werden. Eine Einstrahlung in die zuvor besprochene gefangene Spinwellenmode ist plausibel, da das Entmagnetisierungsfeld zu einer lokal reduzierten Magnetisierung und damit niedrigerer Resonanzfrequenz führt. Bei einem Feld von 30 mT liegt die Kantenmode bei 2,2 GHz und damit knapp unter der hier betrachteten Anregungsfrequenz von 2,4 GHz. Zusätzlich wurde in mikromagnetischen Simulationen für diesen Feld- und Frequenzbereich eine Hybridisierung zweier Moden gefunden, was der Mischung einer Kantenmode und einer propagierenden DE-Mode entsprechen kann [2]. Bemerkenswert ist, dass die gefangene Kantenmode sich nicht unabhängig von der propagierenden DE-Mode anregen lässt. Dies entspricht auch der Beobachtung in dem zuvor besprochenen gepulsten Experiment, in dem eine propagierende Mode in den Potentialtopf am Lochrand hinein läuft und dort gefangen wird. Die gefangene Kantenmode wird also immer aus einer propagierenden DE-Mode bei leicht höherer Frequenz gespeist.

### Lokalisierte Spinwellen

Neben den zuvor besprochenen gut propagierenden DE-Moden treten auch stark lokalisierte Spinwellen auf, wie sie in Abbildung 9.7 gezeigt sind. Diese Spinwellen sind auf den Bereich unter der Signalleitung des koplanaren Wellenleiters als Anregungsquelle begrenzt, die parallel zum angelegten Magnetfeld verläuft und als Überlagerung in Abbildung 9.7 verdeutlicht ist. Diese lokalisierten Spinwellen sind vom BVSW-Typ, d. h. dass ihr $k$-Vektor parallel zum äußeren Feld steht [48, 56]. Diese Moden haben also keine Komponente in Richtung des ununterbrochenen Materialstegs im Antidotgitter, welcher der entscheidende Ausbreitungskanal für die zuvor besprochenen propagierenden Spinwellen ist, und können sich demnach nicht weiter im Antidotgitter ausbreiten. Dieses Verhalten stimmt mit Beobachtungen von Pechan *et al.* [78] bei Antidotgittern im µm-Bereich überein.

Bemerkenswert ist hier, dass für die BVSW-Moden die Wellenlänge mit steigender Frequenz wieder zunimmt. Niederfrequente BVSW-Moden sind auf den Bereich zwischen zwei benachbarten Löchern beschränkt, während Spinwellen bei höheren Frequenzen einen längeren Bereich im Materialsteg parallel zum äußeren



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

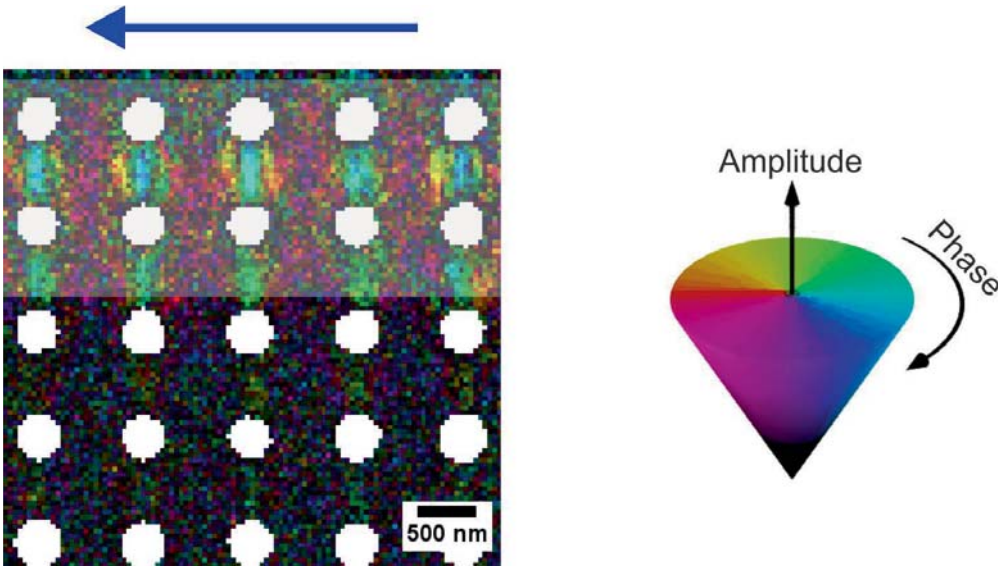



**Abbildung 9.7:** Lokalisierte Spinwellen bei 6,6 GHz in einem quadratischen Antidotgitter ($a = 900\,\text{nm}$ und $d = 450\,\text{nm}$) in einem 50 nm dünnen NiFe-Film bei einem äußeren Feld von 30 mT. Die Position der Anregungsquelle (Signalleitung des koplanaren Wellenleiters, hell im Bild) ist zusätzlich als Überlagerung gezeigt.

Feld einnehmen. Diese negative Dispersion von BVSW-Moden wurde in PWM-Berechnungen von Krwaczyk *et al.* [49] ebenso gefunden.

### Diagonale Spinwellen

Zusätzlich zu den reinen propagierenden DE-Moden und den reinen lokalisierten BVSW-Moden treten bei mittleren Frequenzen weitere Spinwellen auf, die gemischte DE- und BVSW-Moden sind und die in Abbildung 9.8 gezeigt sind. Aufgrund der Mischung von DE- ($H \perp k$) und BVSW-Verhalten ($H \parallel k$) breiten sich diese Spinwellen schräg im Antidotgitter aus und bei zunehmendem BVSW-Anteil richtet sich die Spinwelle immer stärker zum äußeren Feld aus. Dies ist bei dem Übergang von 3,7 GHz [Abbildung 9.8(a)] über 4,2 GHz [Abbildung 9.8(b)] zu 4,4 GHz [Abbildung 9.8(c)] deutlich sichtbar. Bei der niedrigsten der drei Frequenzen spannt sich ein trapezförmiges Spinwellenpaket über vier Antidots auf (durch eine gestrichelte Linie gekennzeichnet), bei der mittleren Frequenz wird dieses auf zwei Antidots gestaucht und bei der höchsten Frequenz ist diese Struktur kleiner als eine Gitterzelle. In den Messvideos tritt dieser optische Eindruck noch deutlicher hervor. Die Ausbreitung der Spinwellen in das weitere Antidotgitter kann nach wie



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

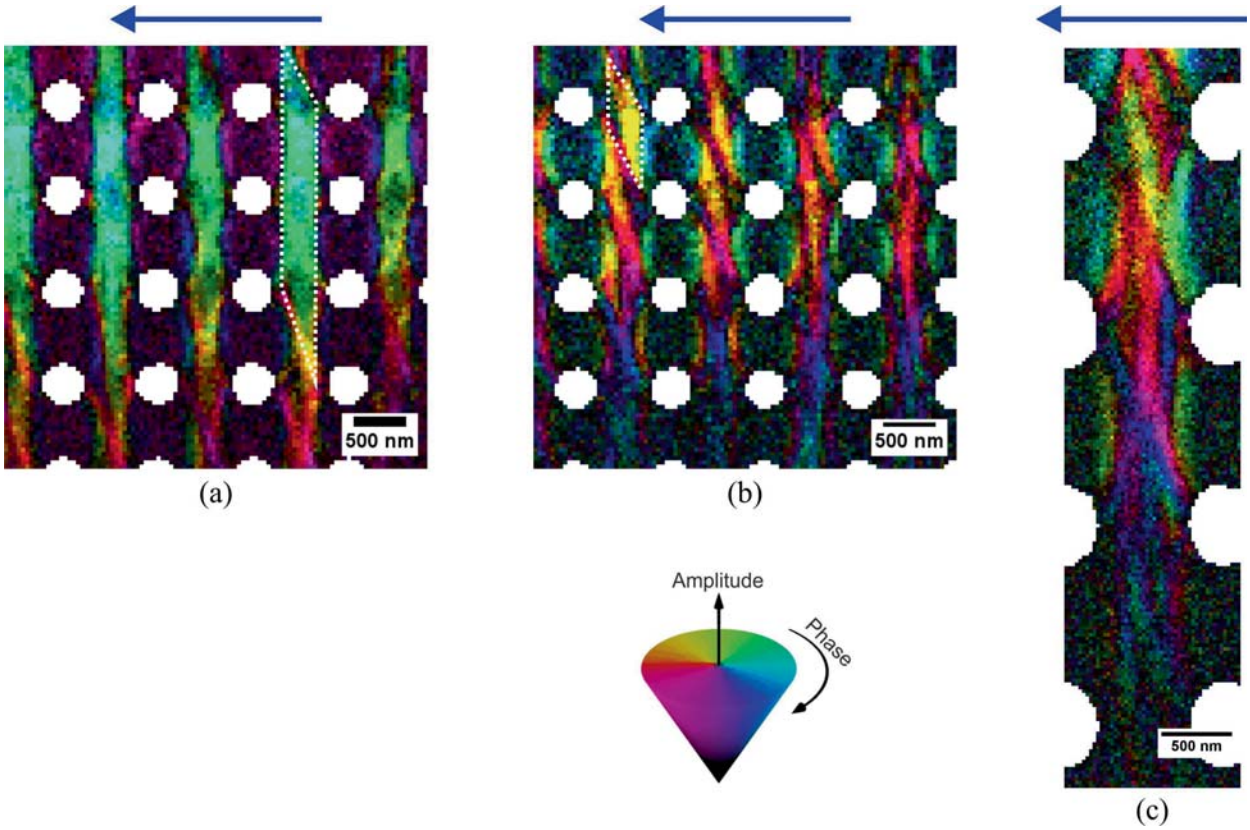



**Abbildung 9.8:** Drei diagonale Spinwellen (gemischte DE- und BVSW-Moden) bei *(a)* 3,7 GHz, *(b)* 4,2 GHz und *(c)* 4,4 GHz in einem quadratischen Antidotgitter ($a = 900$ nm und $d = 450$ nm) in einem 50 nm dünnen NiFe-Film bei einem äußeren Feld von 30 mT. Mit steigender Frequenz nimmt der BVSW-Anteil zu und die Ausbreitungsrichtung orientiert sich stärker zum angelegten Feld hin. Dadurch wird das Anregungsmuster immer stärker gestaucht. Die Propagation kann jedoch nur in dem ununterbrochenen Materialsteg senkrecht zum Feld erfolgen, weshalb auch diese diagonalen Spinwellen in diesen kanalisiert werden.

vor nur in den senkrechten Materialkanälen erfolgen, so dass die Spinwellen trotz ihrer diagonalen Anfangsausrichtung in diesen Kanal gelenkt werden. Dies führt dazu, dass diese gemischten diagonalen Spinwellen mit steigender Frequenz immer weniger propagieren.



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

### 9.2.2 Dispersion für Spinwellen

Aus diesen Phasenbildern 9.6-9.8 kann die Wellenlänge $\lambda$ in DE- und BVSW-Richtung ($H \perp k$ bzw. $H \parallel k$) und damit der $k$-Vektor bei jeder Resonanzfrequenz des Antidotgitters bestimmt werden. Die so bestimmten $k$-Werte bei einem Feld von 30 mT in Abhängigkeit der Frequenz sind in Abbildung 9.9 aufgetragen. Die beobachteten Moden können dabei in drei Regime unterteilte werden: reine DE-Moden ($H \perp k$) bei niedrigen Frequenzen, reine BVSW-Moden ($H \parallel k$) bei hohen Frequenzen und dazwischen gemischte DE-BVSW-Moden, die sich diagonal im Antidotgitter ausbreiten. Die Phasengeschwindigkeiten $v_p$ der reinen DE-Moden im Antidotgitter entsprechen mit 3 km s$^{-1}$ - 6 km s$^{-1}$ den Messungen anderer [68].

Die gemessene Dispersion $\partial f / \partial k$ der DE- und BVSW-Moden entspricht der theoretischen Erwartung aus PWM-Berechnungen von Krawczyk *et la.* [49]. Bei

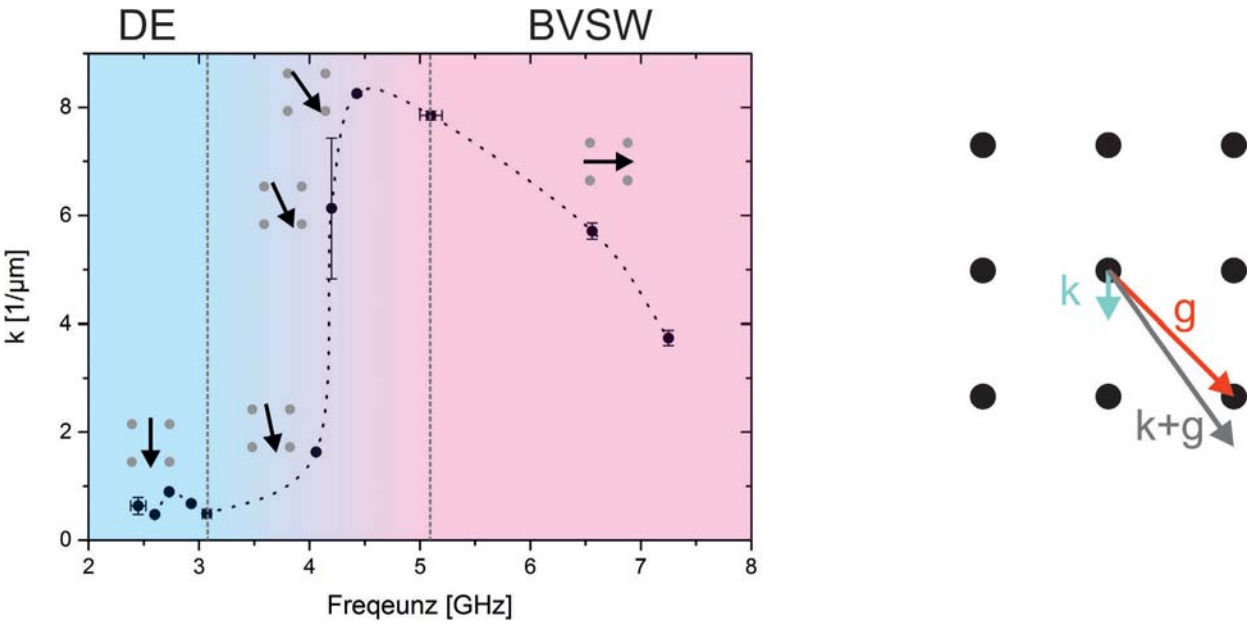



**Abbildung 9.9:** Aus den Wellenlängen $\lambda$ in DE- und BVSW-Richtung bestimmte $k$-Werte der Spinwellen bei verschiedenen Frequenzen. Der Bereiche reiner DE-Moden ist blau, der reiner BVSW-Moden rot dargestellt. Dazwischen befindet sich ein Bereich, in dem gemischte DE- und BVSW-Moden auftreten. Eine gestrichelte Linie veranschaulicht die frequenzabhängigen Veränderung der $k$-Werte. In dem Zwischenbereich werden vor allem Überlagerungen von $k_{\mathrm{CPW}}$ und Gittervektoren $g_n$ angeregt, was schematisch dargestellt ist.



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

den hier untersuchten Strukturgrößen weisen DE-Moden ($H \perp k$) eine positive Dispersion und BVSW-Moden ($H \parallel k$) eine negative Dispersion auf [49, 56]. Dies bedeutet, dass ausgehend von DE-Moden mit großer Wellenlänge und niedriger Frequenz am unteren Ende der Brillouinzone die Frequenz der Moden mit abnehmender Wellenlänge ansteigt bis bei maximalem $k$ der BVSW-Charakter dominant wird und bei weiter steigender Frequenz die Wellenlänge wieder zunimmt. Dieser anisotrope Dispersionscharakter magnetostatischer Spinwellen macht die Bandstrukturen magnonischer Kristalle außerordentlich komplex [48, 49, 56]. Des Weiteren treten in magnonischen Kristallen Bandlücken nicht zwingend auf, da insbesondere BVSW-Moden höherer Brillouinzonen niedrigere Energien haben können [48, 49].

Auffällig ist, dass im Übergangsbereich von reinen DE- zu reinen BVSW-Moden bei den drei besprochenen Frequenzen besonders große Amplituden im Spektrum auftreten. Dies ist wohl auf die Wirkung des Antidotgitters als zweidimensionalen Gitterkoppler zurück zu führen. Yu *et al.* [114] haben ohne mikroskopische Abbildung gezeigt, dass die Einkopplung von Spinwellen in ein Antidotgitter immer dann besonders effektiv ist, wenn der resultierende $k$-Vektor eine Kombination aus der Hauptkomponente $k_{\mathrm{CPW}}$ des Anregungsspektrums des koplanaren Wellenleiters und eines Gittervektors $g_n$ ist. Diese Überlagerung von Wellen- und Gittervektor ist schematisch rechts in Abbildung 9.9 skizziert. Dabei gilt aufgrund von geometrischen Überlegungen

$$g_n = \frac{2 \cdot \pi}{a \cdot \sqrt{n+1}} \tag{9.1}$$

mit dem Index $n = 0{,}1{,}2, \ldots$ und dem Lochabstand $a$. Unter Annahme von $k_{\mathrm{CPW}} = (1{,}2 \pm 0{,}1)\,\mu\mathrm{m}^{-1}$ lassen sich zwei der Resonanzen im Übergangsbereich von DE- zu BVSW-Moden als

$$k_{\mathrm{CPW}} + g_0 = (1{,}2 \pm 0{,}1)\,\mu\mathrm{m}^{-1} + 7\,\mu\mathrm{m}^{-1}$$

und

$$k_{\mathrm{CPW}} + g_1 = (1{,}2 \pm 0{,}1)\,\mu\mathrm{m}^{-1} + 4{,}9\,\mu\mathrm{m}^{-1}$$

ausdrücken.

### 9.2.3 Feldabhängigkeit der Spinwellenmoden

Aus dem feldabhängigen Verlauf der Spinwellenmoden in der Zustandsdichte [Abbildung 9.5] und der Frequenzverschiebung der gefangenen Kantenmode [Abbildung 9.4(b)] lässt sich bereits ableiten, dass das Verhalten der Spinwellen im Anti-



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

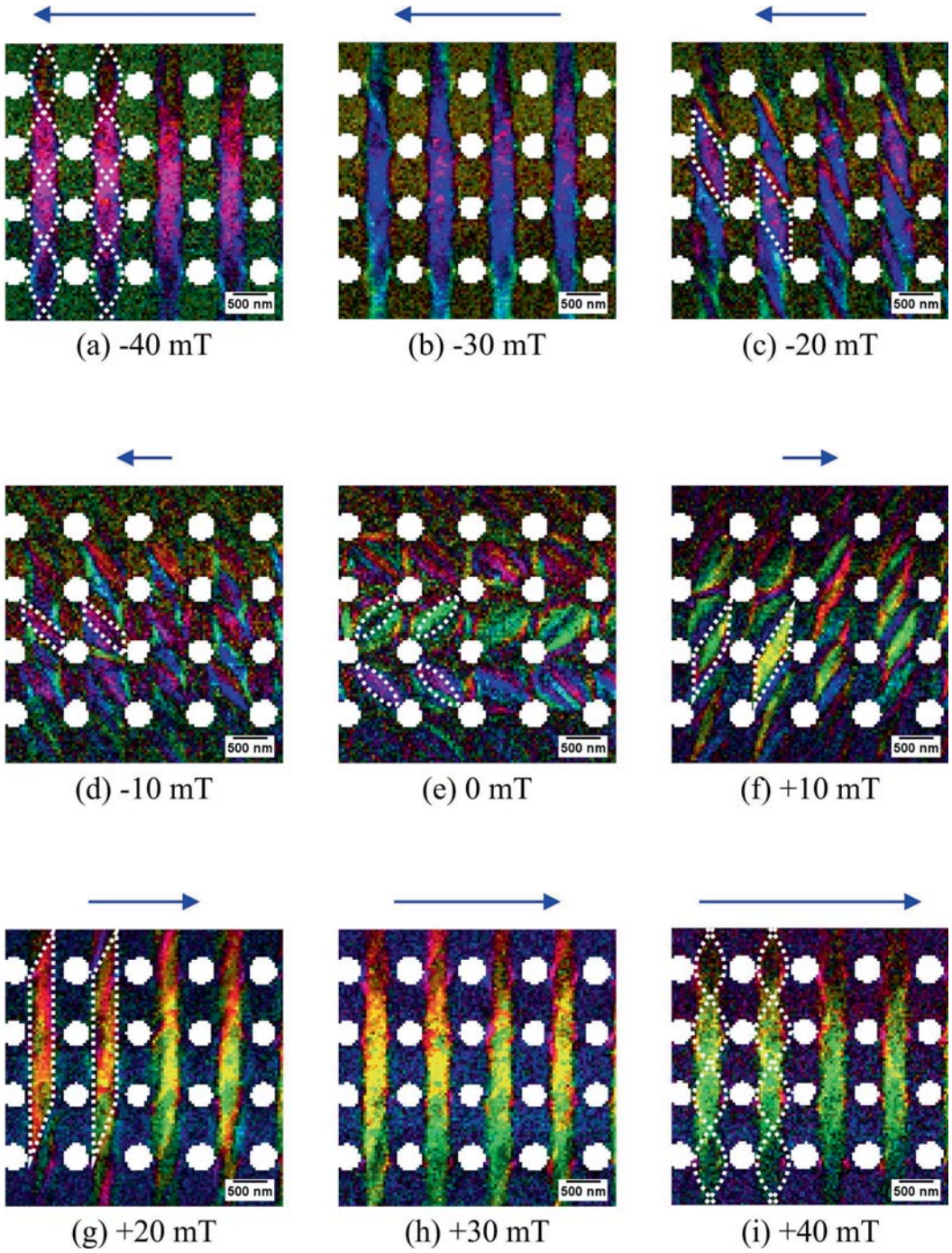



**Abbildung 9.10:** Spinwellen bei 3,0 GHz in einem quadratischen Antidotgitter ($a = 900\,\text{nm}$ und $d = 450\,\text{nm}$) in einem 50 nm dünnen NiFe-Film bei verschiedenen äußeren Feldern. Dabei treten die gleichen Spinwellentypen (*Hefezopf*-, propagierende DE-, diagonale und lokalisierte BVSW-Moden) auf wie bei Variation der Frequenz bei festem Feld.



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

dotgitter nicht nur durch Veränderung der Frequenz beeinflusst werden kann, sondern auch durch Veränderung des äußeren Feldes bei fester Frequenz. Alle Spinwellenmoden schieben bei höheren Feldern zu höheren Frequenzen, d. h. dass eine Erhöhung der Frequenz oder eine Erniedrigung des Felds die gleiche Auswirkung auf die Spinwellenverteilung hat. Analog zu der zuvor besprochenen Messserie bei konstantem Feld sind in Abbildung 9.10 Spinwellenmoden bei einer festen Frequenz von 3,0 GHz und variablem Feld gezeigt.

Relevant für den auftretenden Modentyp ist lediglich der Betrag des angelegten Felds, da die gleichen Muster für positive und negative Felder auftreten. Durch Umdrehen des Felds dreht zwar der BVSW-Anteil und diagonale Moden drehen ihre Orientierung, das allgemeine Lokalisierungs- und Propagationsmuster bleibt jedoch erhalten. Aufgrund des sehr kleinen Koerztivfelds von NiFe (vgl. Kapitel 5.2) tritt außerdem quasi keine Hysterese auf.

Bei großen Feldern [40 mT; Abbildung 9.10(a)+(i)] tritt erneut die *Hefezopf*-Mode auf, die sich aus einer propagierenden DE-Mode und einer gefangenen Kantenmode zusammensetzt. Der Phasenversatz zwischen den beiden hybridisierten Moden ist erneut deutlich sichtbar. Bei einem Feld von 30 mT [Abbildung 9.10(b)+(h)] tritt die propagierende DE-Mode auf, die bereits zuvor beschrieben wurde. Diese Kombination aus Frequenz und Feld scheint besonders geeignet für gute Propagation zu sein, da die Spinwellen bei erheblich größeren Feldern stärker gedämpft werden, bei kleinen Feldern die Magnetisierung jedoch an den Löchern abgelenkt und inhomogen wird (vgl. Kapitel 8).

Bei niedrigeren Feldern [10 mT - 20 mT; Abbildung 9.10(c),(d),(f)+(g)] treten wie zuvor im mittleren Frequenzbereich Mischung von DE- und BVSW-Moden auf, die diagonal verlaufen und je nach Mischungsanteil unterschiedlich ausgedehnte Trapeze aufspannen. Im Nullfeld [Abbildung 9.10(e)] tritt dann schließlich die lokalisierte BVSW-Mode auf. Im Gegensatz zu der zuvor besprochenen lokalisierten Spinwelle bei 6,6 GHz und 30 mT (Abbildung 9.7) ist die Oszillation hier um 45° gedreht und verläuft diagonal zwischen den Löchern des Antidotgitters. Nichtsdestoweniger ist die geometrische Bedingung einer BVSW-Mode ($H \parallel k$) hier nicht verletzt. Im Nullfeld relaxiert die Magnetisierung des quadratischen Antidotgitters in die leichte 45°-Richtung, weshalb die Spinwellen hier $M \parallel k$ in Abwesenheit eines externen Felds erfüllen.



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

## 9.3 Umsetzung eines Spinwellenfilters

Antidotgitter werden häufig als konfigurierbare Filter für Spinwellen diskutiert [56, 92]. Dabei wird häufig anhand von mikromagnetischen Simulationen vorgeschlagen die Bandlücke des magnonischen Kristalls durch eine Veränderung des Magnetfelds zu verschieben [56, 92]. In der zuvor diskutierten Zustandsdichte (Abbildung 9.5) zeigt sich jedoch, dass die Bandlücke, in der alle Spinwellen verboten sind, kaum mit dem äußeren Magnetfeld zu verschieben ist. Trotzdem lässt sich mit einem Antidotgitter ein effektiver Spinwellenfilter umsetzen, was in Abbildung 9.11 gezeigt ist. Dort sind bei einer Anregungsfrequenz von 3,0 GHz eine propagierende DE-Mode [−30 mT; Abbildung 9.10(a)] und eine lokalisierte BVSW-Mode [0 mT; Abbildung 9.10(a)] gegenüber gestellt. Im ersten Fall tritt nach der ersten Reihe von Löchern (< 0,9 µm) quasi keine Spinwellenintensität mehr auf, während sich im zweiten Fall die Spinwellen von der Anregungsquelle in der Mitte mehr als 8 µm ausbreiten können. In einem Abstand von wenigen µm von der Anregungsquelle lässt sich demnach ein Spinwellenfilter hoher Güte realisieren.

Des Weiteren ist für eine mögliche Anwendung günstig, dass für einen Schaltzustand des Filters (sperrend) kein äußeres Feld benötigt wird. Das Arbeitsprinzip dieses Spinwellenfilters ist jedoch nicht die Verschiebung der Bandlücke sondern die Konversion einer propagierenden in eine lokalisierte Mode. Dies basiert auf der zuvor besprochenen feldabhängigen Frequenzverschiebung der jeweiligen Moden.

## 9.4 Zusammenfassung

Durch zeitaufgelöste SXM-Messungen konnten hier erstmals die Spinwellenmoden einer vollständigen Brillouinzone eines magnonischen Kristalls direkt abgebildet werden. Dabei wurden eine Bandlücke und verschiedene propagierende, lokalisierte und gefangene Spinwellenmoden im Realraum beobachtet. Dadurch konnten simulative und theoretische Vorhersagen des Spinwellenverhaltens in nanoskaligen Antidotgittern bestätigt werden [49, 68]. Aus den SXM-Videos lies sich ableiten, dass der Wellenvektor $k$ eine Komponente in die Richtung des ununterbrochenen Materialstegs benötigt, um eine Ausbreitung der Spinwellen zu ermöglichen. Daraus folgt, dass insbesondere DE-Moden im Antidotgitter propagieren und reine BVSW-Moden lokalisiert und auf den Bereich der Anregungsquelle beschränkt sind. Des Weiteren konnte eine gefangene Kantenmode experimentell aufgelöst werden und es wurde gezeigt, dass diese auf einen Bereich von $60 \cdot 110\,\mathrm{nm}^2$ begrenzt ist. Diese



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

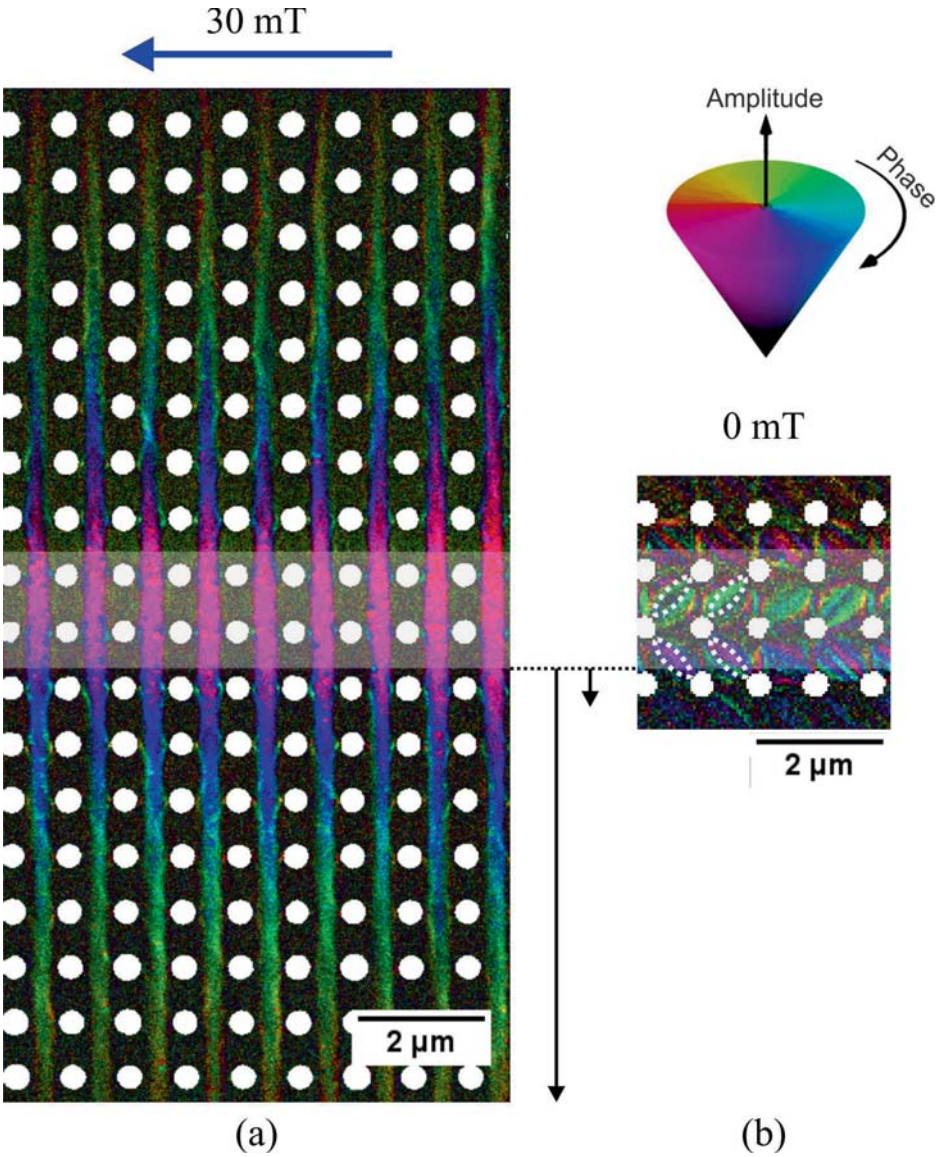



**Abbildung 9.11:** Spinwellen bei 3,0 GHz in einem quadratischen Antidotgitter ($a = 900$ nm und $d = 450$ nm) in einem 50 nm dünnen NiFe-Film bei einem äußeren Feld von *(a)* 30 mT und *(b)* 0 mT. Die Position der Anregungsquelle (Signalleitung des koplanaren Wellenleiters) ist zusätzlich als Überlagerung gezeigt. In *(a)* tritt eine reine DE-Mode auf, die mehr als 8 µm propagiert, während in *(b)* eine lokalisierte BVSW-Mode auftritt die sich nicht weiter als eine Antidotreihe ($< 0{,}9$ µm) ausbreiten kann. So kann mit einem Antidotgitter effektiv ein Spinwellenfilter realisiert werden.



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

Spinwellen können nicht direkt angeregt werden, sondern werden aus propagierenden DE-Moden gespeist, deren Frequenz durch die lokal reduzierte Magnetisierung verkleinert wird und die anschließend in dem Potentialtopf am Lochrand gefangen sind. Eine solche Kombination aus propagierender und gefangener Spinwelle wurde als Hybridmode in mikromagnetischen Rechnungen vorausgesagt und hier bestätigt [2].

Zusätzlich wurde die Wirkung des Antidotgitters als zweidimensionaler Gitterkoppler bestätigt, wobei Überlagerungen des Anregungsvektors $k_{\mathrm{CPW}}$ mit den Gittervektoren $g_n$ als zusätzliche Spinwellenresonanzen auftreten, was von Yu *et al.* mit indirekten AESWS-Messungen beschrieben wurde [114]. Hier konnte gezeigt werden, dass diese Spinwellen Mischungen aus DE- und BVSW-Moden sind, die sich diagonal im Antidotgitter ausbreiten. Die Propagationsfähigkeit ergibt sich dabei jeweils aus dem Anteil der Komponente in die Richtung des ununterbrochenen Materialstegs im Antidotgitter, der als Ausbreitungskanal dient.

Auf der Basis der beobachteten Ausbreitungsmechanismen kann ein Spinwellenfilter realisiert werden, der durch ein Magnetfeld steuerbar und bei einer gegebenen Frequenz entweder durchlässig (Propagation über >8 µm) oder sperrend (vollständige Dämpfung in <0,9 µm) ist. Anders als in Rechnungen vorhergesagt wird dabei nicht die magnonische Bandlücke verschoben, sondern durch Verschiebung der Resonanzen eine propagierende DE-Mode in eine lokalisierte BVSW-Mode konvertiert [56, 92]. Dieser Mechanismus wurde in feld- und frequenzabhängigen Messung bestätigt aus denen hervorgeht, dass eine Erhöhung der Frequenz oder eine Erniedrigung des Felds die gleiche Auswirkung auf die Spinwellenverteilung hat und so verschiedene Moden angeregt werden können.



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

# 10 Zonenplatte für Spinwellen

Obwohl durch strukturelle Begrenzung bereits eine laterale Einschränkung eines Spinwellenstrahls durch Selbstfokussierung [18] oder Selbstkollimierung [53] gezeigt wurde, gab es bisher keine Umsetzung einer Linse zur Fokussierung von Spinwellen in einem durchgehenden magnetischen Film [16]. Mansfeld *et al.* [59] haben jedoch experimentell gezeigt, dass ein Lochgitter als perfektes Beugungsgitter für Spinwellen dienen kann. Daher wurde im Rahmen dieser Arbeit angedacht, ob eine Fresnelsche Zonenplatte zur Fokussierung von Spinwellen verwendet werden kann. Eine solche Zonenplatte aus entsprechenden Löchern in einem 50 nm dünnen NiFe-Film ist in Abbildung 10.1 gezeigt. Dort ist zusätzlich die konstruktive Interferenz von Strahlen aus benachbarten Zonen skizziert, die zur Fokussierung führt. Auf Basis der zuvor in Kapitel 9 mit SXM ermittelten Wellenlängen von 1,4 µm wurde eine entsprechende Zonengeometrie entworfen. Dafür wurde ein Rayleigh-Sommerfeld-Simulationsprogramm für Zonenplatten im Röntgenbereich herangezogen, wobei

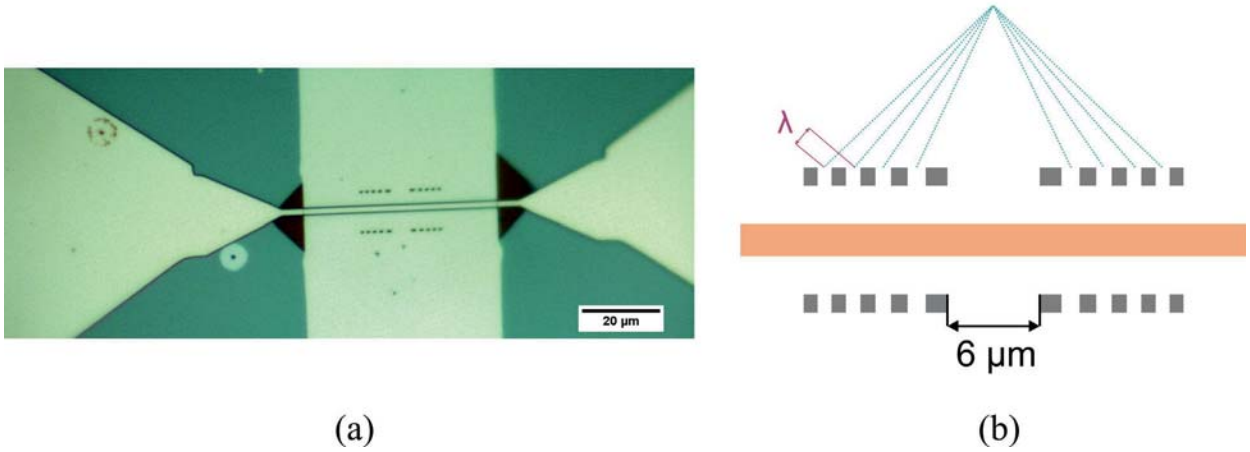



**Abbildung 10.1:** Darstellung einer Zonenplatte für Spinwellen für dynamische SXM-Messungen in einem 50 nm dünnen NiFe-Film mit zentraler Signalleitung zur Anregung von magnetischen Wechselfeldern in einem *(a)* Lichtmikroskopiebild und *(b)* schematisch.



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

das komplexere Ausbreitungsverhalten von Spinwellen vernachlässigt wurde, um eine Abschätzung der Geometrieparameter zu erhalten.

## 10.1 Fokussierung von Spinwellen

Die Ausbreitung von Spinwellen bei 3,6 GHz durch eine solche Zonenplatte ist in Abbildung 10.2 dargestellt. Die gemessene Verteilung der Spinwellenamplitude zeigt eine deutliche Fokussierung der Spinwellenintensität hinter der Mitte der inneren Zone der Zonenplatte. Dies wird auch aus den Schnitten durch die Ampltiudenverteilung ersichtlich. Ein deutliches Intensitätsmaximum tritt nach einer Fokuslänge von 6 µm auf. Die Spinwellenamplitude im Fokuspunkt liegt 23% über der Amplitude direkt an der Zonenplatte. Unter Berücksichtigung der Dämpfung in NiFe liegt die Amplitudensteigerung bei über 80%. Dies entspricht der erwarteten Amplitudensteigerung aus der zuvor erwähnten Rayleigh-Sommerfeld-Simulationen. Lateral sind die Spinwellen im Fokuspunkt auf eine Halbwertsbreite von 840 nm begrenzt. Damit ist die Breite des Fokuspunkts erheblich schmaler als die Wellenlänge der Spinwellen von mehreren µm. Dies deutet darauf hin, dass sich Subwellenlängenoptik für Spinwellen realisieren lässt. Des Weiteren ist die Amplitude im Fokuspunkt 10x höher als in einem Bereich von 6 µm (innere Zone der Zonenplatte) und 2x höher als in der gesamten Breite der Probe. Eine Zonenplatte für Spinwellen erfüllt damit beide Kriterien eines fokussierenden Elements: eine laterale Eingrenzung und eine Steigerung der Intensität.

In bisherigen Versuchen der Fokussierung mit selbstfokussierenden oder selbstkollimierenden magnonischen Elementen mit generell größeren Fokuslängen konnte die Dämpfung bis zum Erreichen des Fokuspunkts nicht kompensieren [17, 18, 53]. Dies ist auch bei der in Kapitel 9 besprochenen Selbstfokussierung in Antidotgittern der Fall. Bei der hier gezeigten Fresnelschen Zonenplatte für Spinwellen ist die Intensitätsteigerung jedoch so ausgeprägt, dass die intrinsische Spinwellendämpfung in NiFe überwunden wird.

Die selbe Zonenplatte kann auch Fokussierung von Spinwellen bei einer höheren Frequenz von 5,7 GHz erreichen, was in Abbildung 10.3 gezeigt ist. Auch hier ist ein deutlicher Fokus hinter der Mitte der inneren Zone zu erkennen. Auch bei dieser Frequenz kommt es zu einer zusätzlichen Selbstfokussierung der Spinwellen, so dass es einen Punkt maximaler Intensität und einen Punkt minimaler lateraler Ausdehnung gibt. Diese treten in Fokuslängen von 4,5 µm bzw. 6,9 µm auf. Im Punkt maximaler Intensität beträgt die Halbwertsbreite des Fokuspunkts 1,1 µm, der da-



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

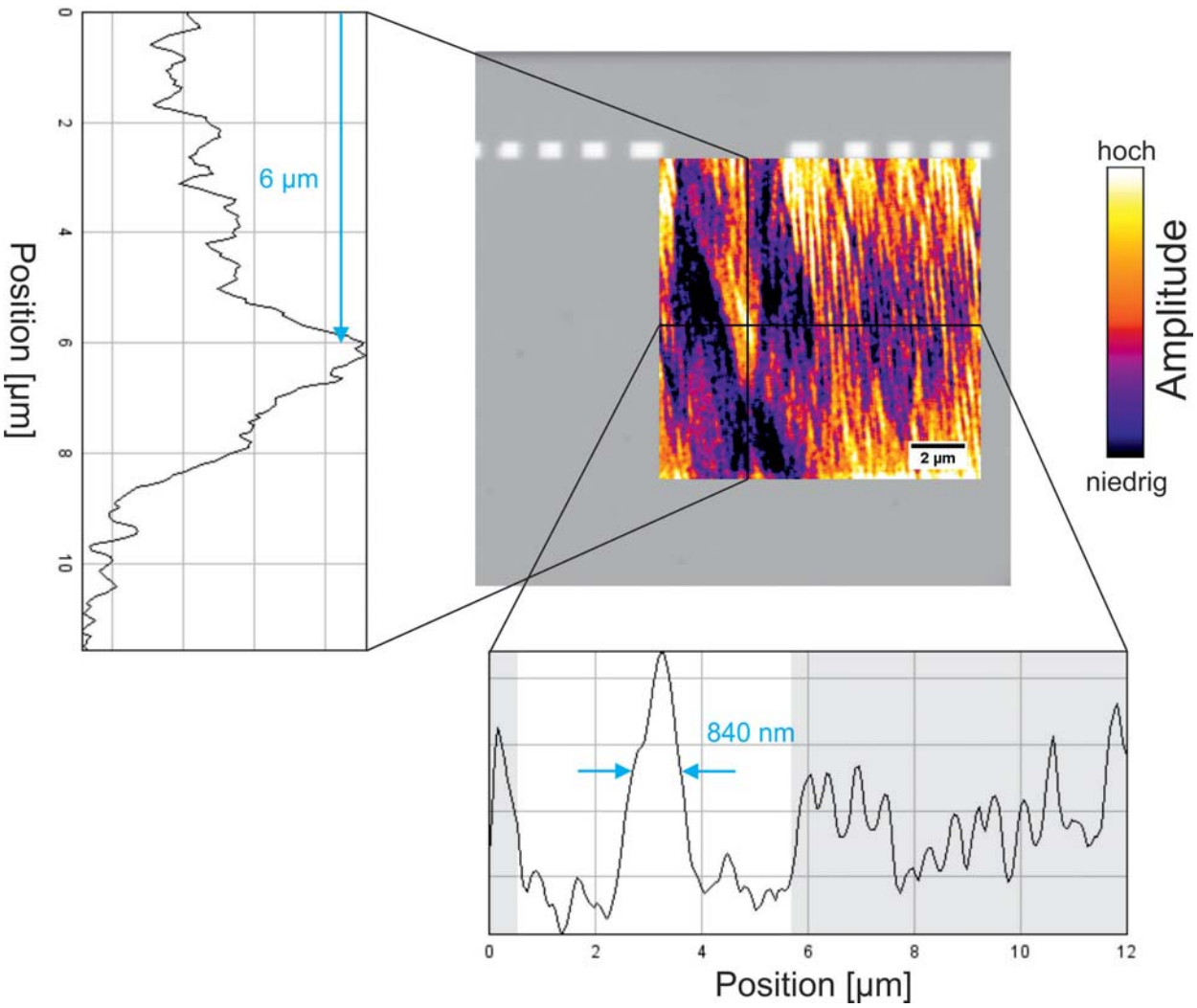



**Abbildung 10.2:** Spinwellen beim Durchgang durch eine Zonenplatte in einem 50 nm dünnen NiFe-Film bei 3,6 GHz und einem äußeren Feld von −12 mT. Des Weiteren sind Schnitte durch die Amplitudenverteilung gezeigt, aus denen ersichtlich wird, dass ein Intensitätsmaximum bei einer Fokuslänge von 6 µm mit einer Halbwertsbreite von 840 nm auftritt. Der Bereich der inneren Zone ist dabei besonders hervor gehoben.



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

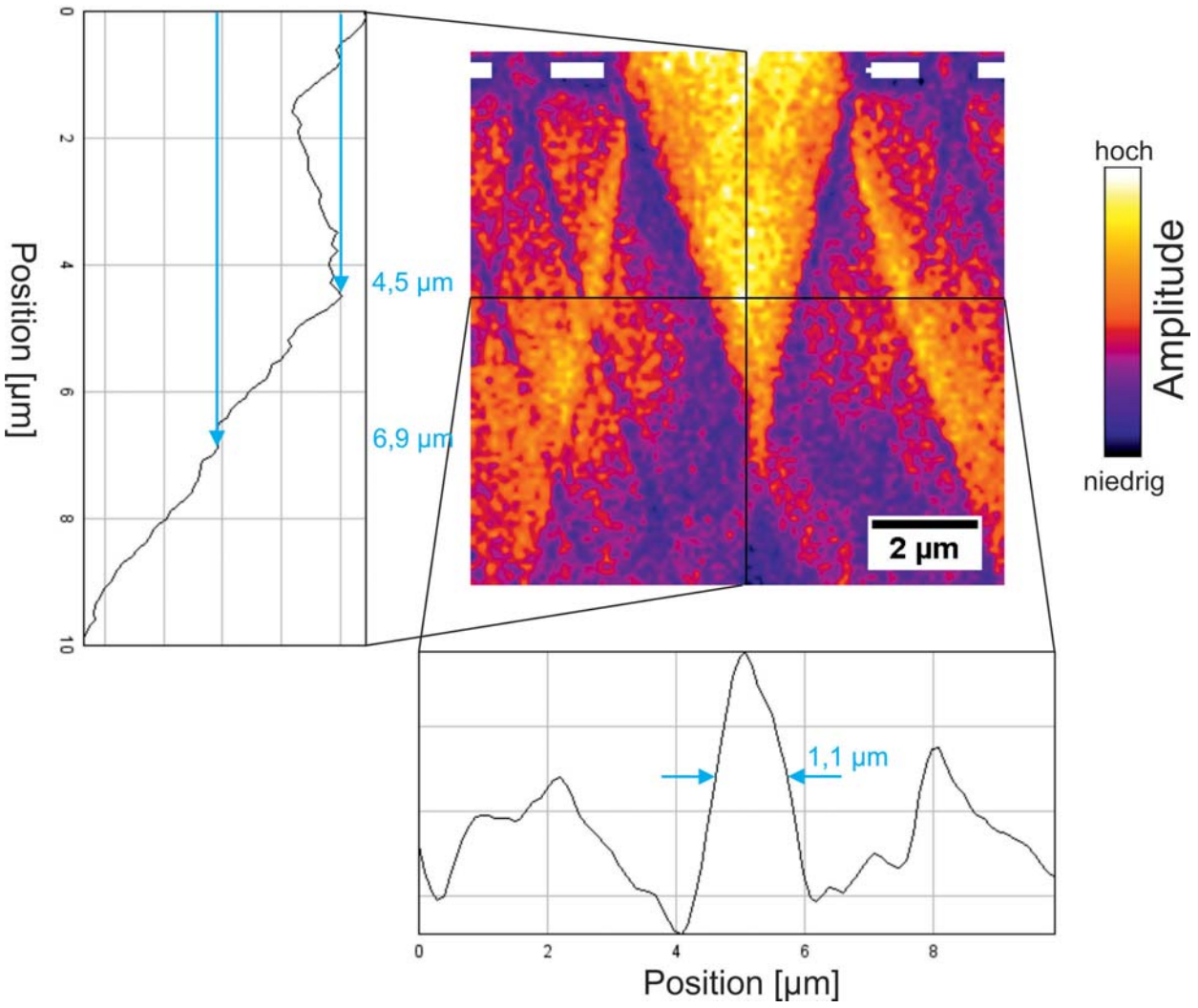



**Abbildung 10.3:** Spinwellen beim Durchgang durch eine Zonenplatte in einem 50 nm dünnen NiFe-Film bei 5,7 GHz und einem äußeren Feld von −18 mT. Des Weiteren sind Schnitte durch die Amplitudenverteilung gezeigt, aus denen ersichtlich wird, dass ein Intensitätsmaximum bei einer Fokuslänge von 4,5 µm mit einer Halbwertsbreite von 1,1 µm auftritt. Die maximale laterale Eingrenzung der Spinwellen tritt nach einer Fokuslänge von 6,9 µm auf.



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

mit etwas breiter als für Spinwellen bei 3,6 GHz ist. Es fällt jedoch auf, dass das Interferenzmuster hinter der Zonenplatte bei dieser höheren Frequenz weniger Details oder Nebenmaxima aufweist und der Fokuspunkt gegenüber der Restintensität deutlicher hervor tritt. Allerdings ist die Intensitätserhöhung im Fokus nicht ganz so ausgeprägt und die intrinsische Dämpfung des Films wird nicht vollständig kompensiert. Weitere Zonenplattendesigns für Spinwellen, die hier nicht gezeigt sind, lassen sich ebenso anwenden, um beispielsweise eine längere Fokuslänge umzusetzen.

## 10.2 Verschiebung des Fokuspunkts

Ein weiteres Phänomen, das bei der Fokussierung von Spinwellen durch Zonenplatten auftritt, ist, dass der Fokuspunkt durch eine Änderung des äußeren Felds verschoben werden kann. Dementsprechend ist die Ausbreitung von Spinwellen bei 5,7 GHz bei verschiedenen äußeren Feldern in Abbildung 10.4 gezeigt, dabei kommt die gleiche Darstellung im HSV-Farbraum zur Anwendung wie bei den in Kapitel 9 diskutierten Antidotgittern.

Bei niedrigen Feldern [6 mT; Abbildung 10.4(a)] findet keine Fokussierung hinter der Zonenplatte statt. Bei steigendem Feld [8 mT; Abbildung 10.4(b)] erscheint ein Fokuspunkt hinter dem äußeren Rand der inneren Zone. Dieser bewegt sich bei weiter steigendem Feld [10 mT - 22 mT; Abbildung 10.4(c)-(e)] in die Mitte der inneren Zone und anschließend [28 mT - 36 mT; Abbildung 10.4(f)-(h)] weiter von der Zonenplatte weg zu größeren Fokuslängen. Bei großen Feldern [40 mT; Abbildung 10.4(i)] findet wiederum keine Fokussierung statt. Anhand der Phaseninformation ist zu erkennen, dass bei zunehmendem Feld die Wellenlänge $\lambda$ immer größer wird. Daraus lässt sich schließen, dass bei großen Feldern keine Fokussierung mehr stattfindet, da die Wellenlänge zu groß ist, um zu Interferenz innerhalb des beobachteten Bereichs zu führen. Außerdem sind bei Zonenplatten für Spinwellen lange Fokuslängen ungünstig, da die intrinsische Spinwellendämpfung dann eine effektive Intensitätssteigerung verhindert.

Wie zuvor für Antidotgitter in Kapitel 9 beschrieben, liegt auch hier eine Mischung von DE- und BVSW-Moden vor und erklärt die Beobachtungen. Dabei ist der BVSW-Anteil bei niedrigen Feldern am größten, d. h. das hier die kürzeste Wellenlänge und die stärkste Ausrichtung parallel zum externen Feld vorliegt (horizontal in der Abbildung). Dies spiegelt sich direkt in den hier beobachteten Wellenlängen wider und erklärt die Verschiebung des Fokuspunkts an den äußeren Rand der



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

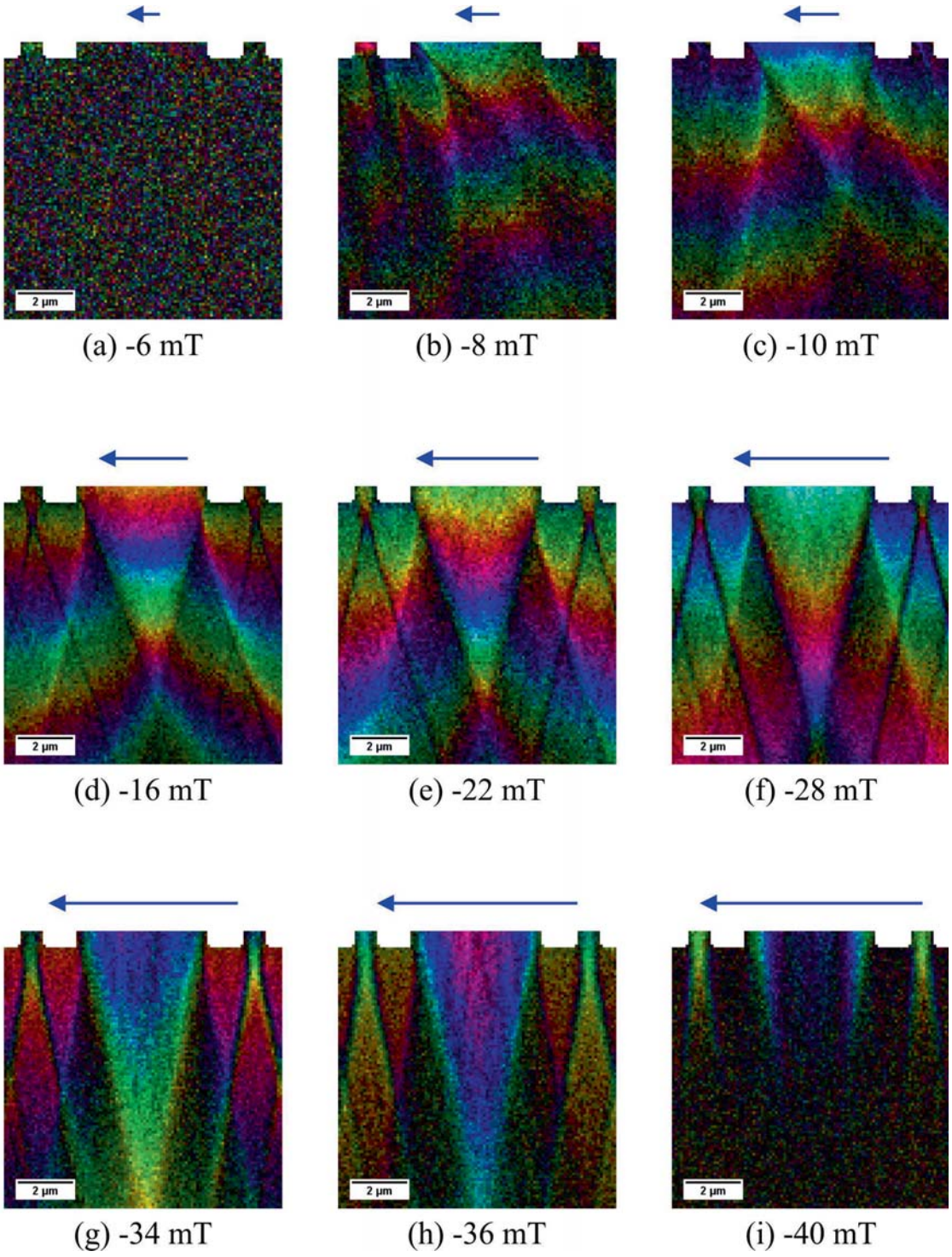



**Abbildung 10.4:** Spinwellen beim Durchgang durch eine Zonenplatte in einem 50 nm dünnen NiFe-Film bei 5,7 GHz und verschiedenen äußeren Feldern. Bei niedrigen und hohen Feldern findet keine Fokussierung statt; dazwischen schiebt sich der Fokuspunkt vom Rand der inneren Zone in die Mitte.



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

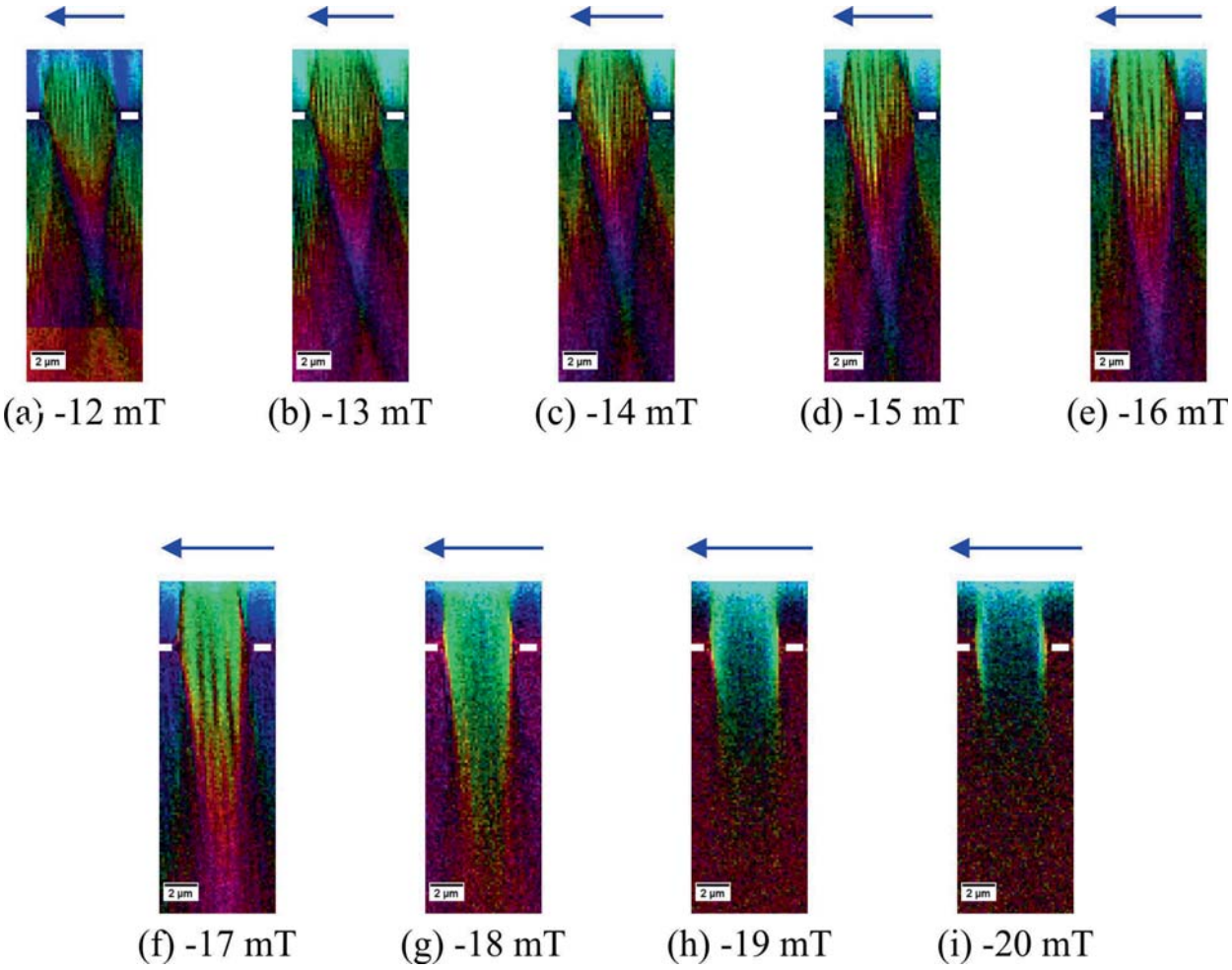



**Abbildung 10.5:** Spinwellen beim Durchgang durch eine Zonenplatte in einem 50 nm dünnen NiFe-Film bei 3,6 GHz und verschiedenen äußeren Feldern. Bei niedrigen (nicht gezeigt) und hohen Feldern findet keine Fokussierung statt; dazwischen schiebt sich der Fokuspunkt vom Rand der inneren Zone in die Mitte.

inneren Zone bei kleinen Feldern. Damit lässt sich auch begründen, dass bei sehr kleinen Feldern und großen BVSW-Anteilen keine Fokussierung mehr auftritt. Die Spinwellen treffen dabei in einem so steilen Winkel auf die Zonenplatte, dass sie die äußerste Zone nicht mehr passieren können und es daher hinter der Zonenplatte zu keiner Interferenz kommt. Dies ist auch in SXM-Messungen oberhalb der Zonenplatte zu beobachten (nicht gezeigt).

Der gleiche Effekt einer Verschiebung des Fokuspunkts mit Veränderung des äußeren Felds lässt sich auch für Spinwellen bei 3,6 GHz beobachten, was in Abbil-



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

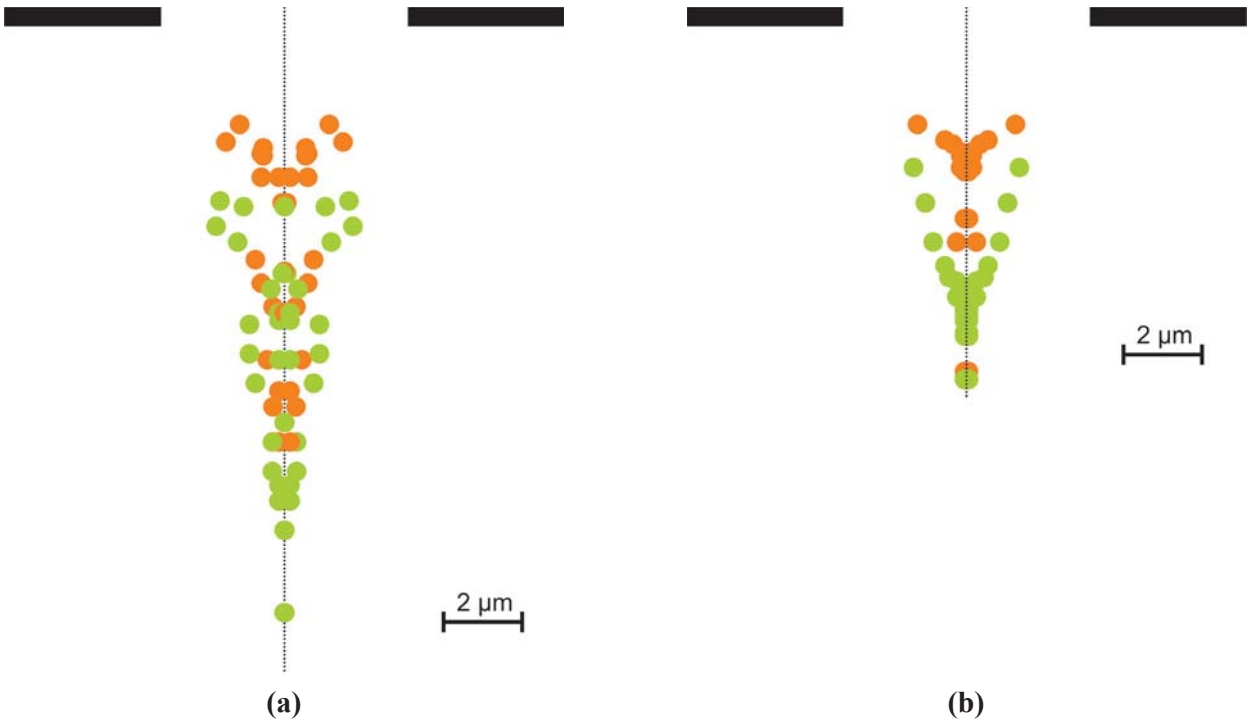



**Abbildung 10.6:** Positionen maximaler Intensität (orange) und minimaler lateraler Ausbreitung (grün) des Fokuspunkts für Spinwellen mit einer Frequenz von *(a)* 3,6 GHz und *(b)* 5,7 GHz bei verschiedenen Magnetfeldern.

dung 10.5 gezeigt ist. Auch hier tritt bei niedrigen Feldern keine Fokussierung auf (nicht gezeigt). Bei steigendem Feld [12 mT; Abbildung 10.5(a)] tritt ein Fokuspunkt am äußeren Rand der inneren Zone auf, der sich bei weiter steigendem Feld [13 mT - 17 mT; Abbildung 10.5(b)-(f)] in die Mitte und weiter von der Zonenplatte weg schiebt. Bei weiter steigendem Feld [18 mT - 20 mT; Abbildung 10.5(g)-(i)] geht die Fokussierung wie zuvor verloren. Eine weitere Besonderheit, die bei einer Spinwellenfrequenz von 3,6 GHz zu beobachten ist, ist die Intensitätsmodulation senkrecht zur Ausbreitungsrichtung. Diese Modulation ist wohl auf die Ausbildung einer stehenden Welle zwischen den Löchern der Zonenplatte zurückzuführen. Entsprechend nimmt die Wellenlänge dieser stehenden Welle mit steigendem Feld ab, da der BVSW-Anteil ($H \parallel k$) der Spinwellen und damit die Komponente des Wellenvektors in diese Richtung kleiner wird.

In Abbildung 10.6 sind die Positionen maximaler Intensität (orange) und mini-



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

maler lateraler Ausbreitung (grün) des fokussierten Spinwellenstrahls bei 3,6 GHz und 5,7 GHz bei verschiedenen Magnetfeldern aufgetragen. Aufgrund der zuvor angesprochenen Selbstfokussierung liegt der Punkt maximaler Intensität bei kürzeren Fokuslängen als der Punkt minimaler lateraler Ausbreitung. Des Weiteren sind die Fokuslängen bei 5,7 GHz generell kürzer als bei 3,6 GHz. In beiden Fällen lässt sich der Fokuspunkt von den Rändern der inneren Zone der Zonenplatte bis in die Mitte verschieben. Der gemessene Versatz von der Mitte beträgt dabei ±1,7 µm und ±1,4 µm für Spinwellen bei 3,6 GHz bzw. 5,7 GHz. Dabei verschiebt sich der Fokuspunkt in einem Bereich von 3,0 µm - 15,5 µm und 3,0 µm - 9,5 µm hinter der Zonenplatte für Spinwellen bei 3,6 GHz bzw. 5,7 GHz. Daraus ergibt sich ein Bereich von 40 $\mu m^2$, in dem ein fokussierter Spinwellenstrahl bewegt werden kann.

## 10.3 Zusammenfassung

Zusammenfassend konnte experimentell gezeigt werden, dass mit lochbasierten Fresnelschen Zonenplatten eine Linse für Spinwellen bei variablen Frequenzen realisierbar ist. Der kleinste Fokus weist dabei eine Halbwertsbreite von 840 nm und damit erheblich weniger als die Wellenlänge $\lambda$ der Spinwellen auf. Im Fokuspunkt kommt es zu einer Amplitudensteigerung von 23% gegenüber der Ausgangsamplitude. Damit ist diese Spinwellenzonenplatte die erste experimentelle Umsetzung einer Spinwellenlinse, die sowohl eine laterale Eingrenzung erreicht als auch die intrinsische Dämpfung des magnetischen Materials überwindet. Unter Berücksichtigung der intrinsischen Dämpfung wird eine Steigerung von 80% erreicht, was der theoretischen Erwartung für eine Zonenplatte entspricht. Besonders bemerkenswert ist, dass die Breite des Fokus erheblich schmaler als die Wellenlänge von mehreren µm ist. Zusätzlich kann der Fokuspunkt durch eine Veränderung des äußeren Felds verschoben werden. Der mikroskopische Mechansimus dahinter ist eine feldabhängige Mischung von DE- und BVSW-Anteilen in den angeregten Spinwellen, wie bei den zuvor besprochenen Antidotgittern beobachtet. Dadurch verändert sich sowohl die Wellenlänge als auch die Ausbreitungsrichtung, wodurch der Fokuspunkt in einem 40 $\mu m^2$ großen Bereich verschoben werden kann.



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

# Teil IV

# Zusammenfassung



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden zunächst die makroskopischen statischen Magnetisierungseigenschaften von Antidotgittern mit unterschiedlichen Geometrien in verschiedenen magnetischen Materialien untersucht. Es konnte gezeigt werden, dass bei den entsprechenden Systemen sowohl die Anisotropie als auch das Koerzitivfeld $H_c$ durch die Geometrieparameter des Gitters wesentlich beeinflusst werden. Insbesondere spielt die Stegbreite $w$ zwischen zwei benachbarten Löchern eine maßgeblich Rolle. Hier wurde gezeigt, dass die in der Literatur vorherrschende Modellierung mit einer phänomenologischen $H_c \propto \frac{1}{w}$ Relation nicht ausreichend ist, um Antidotgitter in verschiedenen Materialien allgemein zu beschreiben. Daher wurde ein physikalisches Fundament für die Modellierung geschaffen, das die Verankerungsstärke durch Reduktion der Domänenwandenergie und die Verankerungseffizienz durch ausreichende Lochgröße im Vergleich zur Austauschlänge berücksichtigt. Das hieraus resultierende $H_c \propto D^{oe} \cdot \frac{1}{w^p}$ Modell wurde durch vergleichende Messungen an Antidotgittern in Fe, Ni und NiFe mit einer großen Anzahl verschiedener Geometrieparameter bestätigt.

Um den Ursprung des makroskopischen Magnetisierungsverhaltens aufzuklären, sollte der Ummagnetisierungsmechanismus mittels FORC untersucht werden. Hierfür wurden schnelle FORC-Messungen mit MOKE entwickelt, welche die Messzeit gegenüber der Verwendung von üblichen VSM- oder SQUID-Magnetometer um den Faktor 1000 reduzieren. Dafür war die Entwicklung eines speziellen Feldprofils notwendig, um eine automatische Korrektur der fehlenden Absolutwerte der Magnetisierung, einer starken Signaldrift und einem großen nicht-linearen Untergrund bei MOKE-Messungen zu kompensieren. Durch diesen Fortschritt konnte hier ein vollständiges FORC-Diagramm in 56 s statt mehreren Stunden oder Tagen gemessen werden.

Durch komplementäre SXM- und FORC-Messungen konnte gezeigt werden, dass der Ummagnetisierungsmechanismus von in der Ebene magnetisierten Antidotgittern nicht in einem Schritt erfolgt sondern erheblich komplexer ist. Entlang der (nn)-Richtung erfolgt die Ummagnetisierung über zwei irreversible und einen quasi-reversiblen und entlang der (nnn)-Richtung über eine Kombination aus zwei irreversiblen, zwei quasi-reversiblen und einem reversiblen Schritt. Die irreversiblen Teilschritte basieren auf Domänennukleation und -propagation, wenn die Magnetisierung über eine (nn)-Richtung hinwegdreht. Die Domänenwände verlaufen immer entlang der (nn)-Richtung, wobei die Magnetisierung nicht immer parallel zur Domänenwand steht. Quasi-reversible Prozesse sind eine hier erstmals beobachtete Besonderheit in hochgeordneten Antidotgittern, bei denen Domänenwandbewegungen reproduzierbar und umkehrbar sind.



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

Erstmals wurde auch der Ummagnetisierungsmechanismus für senkrecht magnetisierte Antidotgitter mikroskopisch aufgeklärt. Für große Stegbreiten $w$ verläuft dieser analog zu in der Ebene magnetisierten Materialien über Domänennukleation und -propagation. $H_c$ kann jedoch durch Verringerung von $w$ nicht beliebig gesteigert werden. Bei Verkleinerung von $w$ unter einen kritischen Wert können zwei Domänenwände in einem Steg auftreten. Die so entstehenden Domänen auf den Stegen und Knoten zwischen den Löchern können individuell schalten und werden durch Streufeldinteraktionen mit ihren Nachbarn stabilisiert. Diese Interaktionsfelder sind in FORC-Messungen nachweisbar und können die makroskopischen Eigenschaften vollständig erklären.

Die physikalische Interpretation der FORC-Diagramme als Preisach-Verteilung von Hysteronen ist nicht immer uneingeschränkt möglich. Da hier jedem Signal im FORC-Diagramm eine mikroskopische Veränderung der Magnetisierung in SXM-Abbildungen zugeordnet wurde, ließen sich auch generelle Rückschlüsse auf die Interpretation von FORC-Diagrammen ziehen, wo eine naive Zuordnung zu Koerzitiv- und Interaktionsfeldern im klassischen Sinne nicht zwingend möglich ist. Verallgemeinernd ist $H_c$ die Energie, die für eine spezifische Magnetisierungsänderung benötigt wird, und $H_u$ ist eine zusätzliche Energie, die diese Magnetisierungsänderung begünstigt oder behindert. Diese Betrachtung ist insbesondere vor dem Hintergrund multistabiler Magnetisierungszustände und gekoppelter Ummagnetisierungsprozesse notwendig.

Des Weiteren wurde eine neuer Typ geometrischer Frustration vorgeschlagen, bei dem die Zeeman-Energie und die Dipol-Dipol-Wechselwirkung konkurrieren. Dies führt bei in der Ebene magnetisierten Antidotgittern mit kleiner Stegbreite zur lokalen Aufhebung der Dünnfilmanisotropie und einer Ablenkung der leichten Richtung um $(15 \pm 5)°$ aus der Ebene heraus. Die Entartung dieser Ablenkung ober- und unterhalb der Filmebene wird teilweise durch das intermediäre Streufeld der Bloch-Typ Domänenwände während der Ummagnetisierung aufgehoben. Daraus ergibt sich, dass ein in der Ebene angelegtes Magnetfeld zu einer deutlichen Magnetisierung senkrecht zu der Filmebene führt.

Aufbauend auf den statischen Eigenschaften wurden die dynamischen Magnetisierungseigenschaften von Antidotgittern mikroskopisch untersucht und die Spinwellenmoden einer vollständigen Brillouinzone direkt abgebildet. Sowohl propagierende DE-Moden mit Phasengeschwindigkeiten von bis zu $6\,\mathrm{km\,s^{-1}}$ als auch lokalisierte BVSW-Moden wurden abgebildet. Durch Mischung dieser beiden Typen konnten die intensiveren Gitterkopplermoden des Antidotgitters mit Überlagerungen des Wellenvektors $k$ und Gittervektoren $g$ erklärt und das resultierende



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

diagonale Ausbreitungsverhalten abgebildet werden. Des Weiteren wurde erstmals das Entstehen von Kantenmoden, die in Potentialtöpfen am Rand der Löcher gefangen sind, experimentell abgebildet. Durch weitere Abbildung konnte eine theoretisch hervorgesagte Hybridmode als Mischung dieser gefangenen Kantenmoden und propagierender DE-Moden nachgewiesen werden. Abschließend konnte durch die Erkenntnisse über die Ausbreitungsmechanismen von Spinwellen in Antidotgittern ein funktionierender Spinwellenfilter, der eine beliebige Propagationslänge zwischen <0,9 µm - >8 µm einstellt, konstruiert und im Betrieb abgebildet werden. Anders als theoretisch vorhergesagt, wird die Sperrung für Spinwellen nicht durch eine Verschiebung der Bandlücke sondern die Konversion von propagierenden DE-Moden in lokalisierte BVSW-Moden bewerkstelligt.

Durch die Erkenntnisse über die Spinwellenausbreitung in regulären Antidotgittern konnte eine lochbasierte Zonenplatte, die als fokussierende Linse für Spinwellen bei variabler Frequenz dient, konstruiert und direkt abgebildet werden. Dabei wurde ein kleinster Fokus mit einer Halbwertsbreite von 840 nm und einer Amplitudensteigerung von 23% gegenüber der Ausgangsamplitude beobachtet. Damit ist diese Spinwellenzonenplatte die erste experimentelle Umsetzung einer Spinwellenlinse, die sowohl eine laterale Eingrenzung erreicht als auch die intrinsische Dämpfung des magnetischen Materials überwindet. Besonders bemerkenswert ist, dass die Breite des Fokus erheblich schmaler als die Wellenlänge von mehreren µm ist. Zudem lässt sich dieser Fokuspunkt in einem Bereich von 40 $\mu m^2$ durch Veränderung des Magnetfelds verschieben. Dies basiert wie zuvor bei Antidotgittern auf der Mischung von Spinwellen vom DE- und BVSW-Typ und einer daraus resultierende Änderung der Wellenlänge und Ausbreitungsrichtung der Spinwellen.

# Ausblick

Die Ergebnisse dieser Arbeit ebnen den Weg für weitere Forschungsvorhaben aber auch für konkrete Anwendungen. Durch die erhebliche Beschleunigung von FORC-Messungen werden parametrische Untersuchungen denkbar, die den Einfluss von Temperatur, Dehnung, elektrischen Strömen oder Spannungen auf die Schaltfeldverteilung betrachten. Im Anwendungsfeld kommen schnelle MOKE-FORC-Messungen bereits bei der Qualitätskontrolle von HAMR-Festplatten zum Einsatz [113]. Im Bereich der Datenspeicherung könnten senkrechte magnetisierte Antidotgitter als BPM Verwendung finden, da in diesen Systemen kleinste Domänen gegen starke externe Felder stabilisiert werden.



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

Die weitaus größeren Möglichkeiten eröffnen sich jedoch auf dem Gebiet der Magnetisierungsdynamik. Die hier gezeigten Zonenplatten für Spinwellen, die eine Subwellenlängenfokussierung erlauben, können noch erheblich verbessert werden. Da die Löcher für Spinwellen nicht vollständig intransparent sind, sondern mit einem Phasenversatz transmittiert werden, kann eine optimierte Phasenzonenplatte konstruiert werden. Eine solche Phasenzonenplatte erreicht eine erheblich höhere Intensitätssteigerung, da keine Spinwellen an der Zonenplatte absorbiert werden. Des Weiteren ergeben sich aus dem fokussierten Spinwellenstrahl spannende Anwendungen in der Magnonik- und Spintronikforschung. Beispielsweise ist denkbar nebeneinander platzierte Spin-Torque Nanooszillatoren auf den lenkbaren Spinwellenstrahl zu synchronisieren und so gezielt zu adressieren [41].

Nachdem hier gezeigt wurde, dass eine experimentelle Abbildung aller Spinwellenmoden in einem regulären magnonischen Kristall möglich ist, liegt es nahe nichtreguläre oder quasi-reguläre magnonische Kristalle zu untersuchen. So könnte das Verständnis der allgemeinen Bildung von komplexen Bandstrukturen in künstlichen Kristallen weiter entwickelt werden. Zudem lassen sich aus den gewonnen mikroskopischen Einblicken in die Ausbreitungsmechanismen der verschiedenen Spinwellenmoden weitere magnonische Konzepte ableiten. Es ist denkbar die Hybridisierung der gefangenen Kantenmode und der propagierenden DE-Mode auszunutzen, um einen kollimierten Spinwellenstrahl zu erhalten. Dabei könnten die Kantenmoden global angeregt werden und durch die hier beschrieben Frequenzkonversion einen stark eingeschränkten Spinwellenstrahl generieren ohne dass eine lokalisierte RF-Quelle notwendig ist.



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

# Literatur


[1] A. O. Adeyeye, J. A. C. Bland und C. Daboo. „Magnetic and magnetotransport behavior in variable width Ni80Fe20 flat wires“. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 188 (1998), S. L1–L7.

[2] G. Amato u. a. „Spin Waves Observation and Their Modeling Through Effective Parameters in Antidot Arrays“. In: *IEEE Transactions on Magnetics* 52 (2016), S. 1–5.

[3] M. C. Ambrose und R. L. Stamps. „Magnetic stripe domain pinning and reduction of in-plane magnet order due to periodic defects in thin magnetic films“. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 344 (2013), S. 140–147.

[4] F. Baudelet u. a. „Perpendicular anisotropy and spin reorientation in epitaxial Fe/$Cu_3$Au(100) thin films“. In: *Physical Review B* 51 (1995), S. 12563–12578.

[5] F. Béron, G. Soares und K. R. Pirota. „First-order reversal curves acquired by a high precision ac induction magnetometer“. In: *Review of Scientific Instruments* 82 (2011), S. 063904.

[6] F. Béron u. a. „Reversible and quasireversible information in first-order reversal curve diagrams“. In: *Journal of Applied Physics* 101 (2007), 09J107.

[7] F. Béron u. a. „Extracting Individual Properties from Global Behaviour: First-order Reversal Curve Method Applied to Magnetic Nanowire Arrays“. In: *Electrodeposited Nanowires and their Applications*. Hrsg. von N. Lupu. Intech, 2010.

[8] F. Béron u. a. „An effective method to probe local magnetostatic properties in a nanometric FePd antidot array“. In: *New Journal of Physics* 13 (2011), S. 013035.

[9] V. Bonanni u. a. „First-order reversal curve analysis of graded anisotropy FePtCu films“. In: *Applied Physics Letters* 97 (2010), S. 202501.




Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

[10] P. Carra u. a. „X-ray circular dichroism and local magnetic fields“. In: *Physical Review Letters* 70 (1993), S. 694–697.

[11] C. Castán-Guerrero u. a. „Fabrication and Magnetic Characterization of Cobalt Antidot Arrays: Effect of the Surrounding Continuous Film“. In: *Journal of Nanoscience and Nanotechnology* 12 (2012), S. 7437–7441.

[12] C. Castán-Guerrero u. a. „Coercivity dependence on periodicity of Co and Py antidot arrays“. In: *Journal of the Korean Physical Society* 62 (2013), S. 1521–1524.

[13] F. J. Castano u. a. „Anisotropy and magnetotransport in ordered magnetic antidot arrays“. In: *Applied Physics Letters* 85 (2004), S. 2872–2874.

[14] R. P. Cowburn, A. O. Adeyeye und J. A. C. Bland. „Magnetic switching and uniaxial anisotropy in lithographically defined anti-dot Permalloy arrays“. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 173 (1997), S. 193–201.

[15] G. Ctistis u. a. „Optical and magnetic properties of hexagonal arrays of subwavelength holes in optically thin cobalt films“. In: *Nano Letters* 9 (2009), S. 1–6.

[16] C. S. Davies und V. V. Kruglyak. „Graded-index magnonics“. In: *Low Temperature Physics* 41 (2015), S. 760–766.

[17] J. E. Davies u. a. „Anisotropy dependence of irreversible switching in Fe/SmCo and FeNi/FePt exchange spring magnet films“. In: *Applied Physics Letters* 86 (2005), S. 262503.

[18] V. E. Demidov u. a. „Self-focusing of spin waves in Permalloy microstripes“. In: *Applied Physics Letters* 91 (2007), S. 252504.

[19] C.-I. Dobrotă und A. Stancu. „What does a first-order reversal curve diagram really mean? A study case: Array of ferromagnetic nanowires“. In: *Journal of Applied Physics* 113 (2013), S. 043928.

[20] C.-I. Dobrotă und A. Stancu. „Tracking the individual magnetic wires' switchings in ferromagnetic nanowire arrays using the first-order reversal curves (FORC) diagram method“. In: *Physica B: Condensed Matter* 457 (2015), S. 280–286.

[21] M. J. Donahue und D. G. Porter. *OOMMF User's Guide, Version 1.0*. Sep. 1999.



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

[22] R. Egli. „VARIFORC: An optimized protocol for calculating non-regular first-order reversal curve (FORC) diagrams“. In: *Global and Planetary Change* 110, Part C (2013), S. 302–320.

[23] R. F. L. Evans u. a. „Stochastic form of the Landau-Lifshitz-Bloch equation“. In: *Physical Review B* 85 (2012), S. 014433.

[24] P. Gawroński u. a. „Micromagnetism of dense permalloy antidot lattices from anodic alumina templates“. In: *Europhysics Letters* 100 (2012), S. 17007.

[25] M. Getzlaff. *Fundamentals of Magnetism*. Springer Berlin Heidelberg, 2008.

[26] J. Gräfe, G. Schütz und E. J. Goering. „Coercivity scaling in antidot lattices in Fe, Ni, and NiFe thin films“. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 419 (2016), S. 517–520.

[27] J. Gräfe u. a. „Application of magneto-optical Kerr effect to first-order reversal curve measurements“. In: *Review of Scientific Instruments* 85 (2014). Nachdruck mit Genehmigung von AIP Publishing, S. 023901.

[28] J. Gräfe u. a. „Perpendicular magnetisation from in-plane fields in nanoscaled antidot lattices“. In: *Nanotechnology* 26 (2015), S. 225203.

[29] J. Gräfe u. a. „Combined first-order reversal curve and x-ray microscopy investigation of magnetization reversal mechanisms in hexagonal antidot lattices“. In: *Physical Review B* 93 (2016), S. 014406.

[30] J. Gräfe u. a. „Geometric control of the magnetization reversal in antidot lattices with perpendicular magnetic anisotropy“. In: *Physical Review B* 93 (2016), S. 104421.

[31] F. Haering u. a. „Geometry-induced spin-ice structures prepared by self-organization on the nanoscale“. In: *Nanotechnology* 24 (2013), S. 055305.

[32] F. Haering u. a. „Switching modes in easy and hard axis magnetic reversal in a self-assembled antidot array“. In: *Nanotechnology* 24 (2013), S. 465709.

[33] M. J. Harris u. a. „Geometrical Frustration in the Ferromagnetic Pyrochlore $Ho_2Ti_2O_7$“. In: *Physical Review Letters* 79 (1997), S. 2554–2557.

[34] R. J. Harrison und J. M. Feinberg. „FORCinel: An improved algorithm for calculating first-order reversal curve distributions using locally weighted regression smoothing“. In: *Geochemistry, Geophysics, Geosystems* 9 (2008), Q05016.



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

[35] D. Heslop und A. R. Muxworthy. „Aspects of calculating first-order reversal curve distributions“. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 288 (2005), S. 155–167.

[36] L. J. Heyderman. „Artificial spin ice: Crystal-clear order“. In: *Nature Nanotechnology* 8 (2013), S. 705–706.

[37] L. J. Heyderman und R. L. Stamps. „Artificial ferroic systems: novel functionality from structure, interactions and dynamics“. In: *Journal of Physics: Condensed Matter* 25 (2013), S. 363201.

[38] L. J. Heyderman u. a. „Magnetization reversal in cobalt antidot arrays“. In: *Physical Review B* 73 (2006), S. 214429.

[39] H. R. Hilzinger und H. Kronmüller. „Statistical theory of the pinning of Bloch walls by randomly distributed defects“. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 2 (1975), S. 11–17.

[40] A. P. Hitchcock. „Soft X-ray spectromicroscopy and ptychography“. In: *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena* 200 (2015), S. 49–63.

[41] A. Houshang u. a. „Spin-wave-beam driven synchronization of nanocontact spin-torque oscillators“. In: *Nature Nanotechnology* 11 (2016), S. 280–286.

[42] Y.-C. Huang u. a. „Fabrication of FePt networks by porous anodic aluminum oxide“. In: *Journal of Applied Physics* 111 (2012), 07B923.

[43] M. B. A. Jalil. „Bit isolation in periodic antidot arrays using transverse applied fields“. In: *Journal of Applied Physics* 93 (2003), S. 7053–7055.

[44] N. Kazantseva u. a. „Towards multiscale modeling of magnetic materials: Simulations of FePt“. In: *Physical Review B* 77 (2008), S. 184428.

[45] J. Kerr. „On rotation of the plane of polarization by reflection from the pole of a magnet“. In: *Philosophical Magazine Series 5* 3 (1877), S. 321–343.

[46] J. Kirz und C. Jacobsen. „The history and future of X-ray microscopy“. In: *Journal of Physics: Conference Series* 186 (2009), S. 012001.

[47] J. W. Kłos u. a. „All-Angle Collimation for Spin Waves“. In: *IEEE Magnetics Letters* 6 (2015), S. 1–4.

[48] M. Krawczyk und D. Grundler. „Review and prospects of magnonic crystals and devices with reprogrammable band structure“. In: *Journal of Physics: Condensed Matter* 26 (2014), S. 123202.



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

[49] M. Krawczyk u. a. „Magnonic band structures in two-dimensional bi-component magnonic crystals with in-plane magnetization“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 46 (2013), S. 495003.

[50] H. Kronmüller. „General Micromagnetic Theory“. In: *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials*. Hrsg. von H. Kronmüller und S. Parkin. Bd. 2. John Wiley & Sons, 2007.

[51] V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov und D. Grundler. „Magnonics“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 43 (2010), S. 264001.

[52] V. V. Kruglyak und R. J. Hicken. „Magnonics: Experiment to prove the concept“. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 306 (2006), S. 191–194.

[53] D. Kumar und A. O. Adeyeye. „Broadband and total autocollimation of spin waves using planar magnonic crystals“. In: *Journal of Applied Physics* 117 (2015), S. 143901.

[54] M. F. Laguna u. a. „Vortex structure and dynamics in kagomé and triangular pinning potentials“. In: *Physical Review B* 64 (2001), S. 104505.

[55] J. W. Lau, R. D. McMichael und M. J. Donahue. „Implementation of Two-Dimensional Polycrystalline Grains in Object Oriented Micromagnetic Framework“. In: *Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology* 114 (2009), S. 57–67.

[56] B. Lenk u. a. „The building blocks of magnonics“. In: *Physics Reports* 507 (2011), S. 107–136.

[57] B. Lenk u. a. „Spin-wave modes and band structure of rectangular CoFeB antidot lattices“. In: *Journal of Applied Physics* 112 (2012).

[58] S. Mallick und S. Bedanta. „Size and shape dependence study of magnetization reversal in magnetic antidot lattice arrays“. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 382 (2015), S. 158–164.

[59] S. Mansfeld u. a. „Spin Wave Diffraction and Perfect Imaging of a Grating“. In: *Physical Review Letters* 108 (2012).

[60] I. D. Mayergoyz. „Mathematical Models of Hysteresis“. In: *Physical Review Letters* 56 (1986), S. 1518–1521.

[61] I. D. Mayergoyz. „Mathematical models of hysteresis“. In: *IEEE Transactions on Magnetics* 22 (1986), S. 603–608.



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

[62] W. H. Meiklejohn und C. P. Bean. „New Magnetic Anisotropy“. In: *Physical Review* 105 (3 1957), S. 904–913.

[63] E. Mengotti u. a. „Real-space observation of emergent magnetic monopoles and associated Dirac strings in artificial kagome spin ice“. In: *Nature Physics* 7 (2011), S. 68–74.

[64] K. J. Merazzo u. a. „X-ray photoemission electron microscopy studies of local magnetization in Py antidot array thin films“. In: *Physical Review B* 85 (2012), S. 184427.

[65] S. Michea u. a. „Tailoring the magnetic properties of cobalt antidot arrays by varying the pore size and degree of disorder“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 47 (2014), S. 335001.

[66] J. P. Morgan u. a. „Thermal ground-state ordering and elementary excitations in artificial magnetic square ice“. In: *Nature Physics* 7 (2010), S. 75–79.

[67] A. R. Muxworthy, J. G. King und D. Heslop. „Assessing the ability of first-order reversal curve (FORC) diagrams to unravel complex magnetic signals“. In: *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 110 (2005), B01105.

[68] S. Neusser. „Spin Waves in Antidot Lattices: From Quantization to Magnonic Crystals“. Diss. Technische Universität München, 2011.

[69] S. Neusser und D. Grundler. „Magnonics: Spin Waves on the Nanoscale“. In: *Advanced Materials* 21 (2009), S. 2927–2932.

[70] S. Neusser u. a. „Magnonic minibands in antidot lattices with large spin-wave propagation velocities“. In: *Physical Review B* 84 (2011), S. 094454.

[71] C. Nisoli, R. Moessner und P. Schiffer. „*Colloquium*: Artificial spin ice: Designing and imaging magnetic frustration“. In: *Reviews of Modern Physics* 85 (2013), S. 1473–1490.

[72] J. Nogués und Ivan K. Schuller. „Exchange bias“. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 192 (1999), S. 203–232.

[73] D. Nolle u. a. „High Contrast Magnetic and Nonmagnetic Sample Current Microscopy for Bulk and Transparent Samples Using Soft X-Rays“. In: *Microscopy and Microanalysis* 17 (2011), S. 834–842.



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

[74] D. Nolle u. a. „Note: unique characterization possibilities in the ultra high vacuum scanning transmission x-ray microscope (UHV-STXM) 'MAXYMUS' using a rotatable permanent magnetic field up to 0.22 T“. In: *Review of Scientific Instruments* 83 (2012), S. 046112.

[75] M. Noske. „Ultraschnelles Vortexkernschalten“. Diss. Universität Stuttgart, 2015.

[76] L. Pauling. „The Structure and Entropy of Ice and of Other Crystals with Some Randomness of Atomic Arrangement“. In: *Journal of the American Chemical Society* 57 (1935), S. 2680–2684.

[77] E. Paz u. a. „Scaling of the coercivity with the geometrical parameters in epitaxial Fe antidot arrays“. In: *Journal of Applied Physics* 111 (2012), S. 073908.

[78] M. J. Pechan u. a. „Direct measurement of spatially localized ferromagnetic-resonance modes in an antidot lattice (invited)“. In: *Journal of Applied Physics* 97 (2005), 10J903.

[79] C. R. Pike. „First-order reversal-curve diagrams and reversible magnetization“. In: *Physical Review B* 68 (10 2003), S. 104424.

[80] C. R. Pike, A. P. Roberts und K. L. Verosub. „Characterizing interactions in fine magnetic particle systems using first order reversal curves“. In: *Journal of Applied Physics* 85 (1999), S. 6660–6667.

[81] C. R. Pike u. a. „First-order reversal curve diagram analysis of a perpendicular nickel nanopillar array“. In: *Physical Review B* 71 (2005), S. 134407.

[82] K. R. Pirota u. a. „Coercive field behavior of permalloy antidot arrays based on self-assembled template fabrication“. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 320 (2008), e235–e238.

[83] A. Plettl u. a. „Non-Close-Packed Crystals from Self-Assembled Polystyrene Spheres by Isotropic Plasma Etching: Adding Flexibility to Colloid Lithography“. In: *Advanced Functional Materials* 19 (2009), S. 3279–3284.

[84] F. Preisach. „Über die magnetische Nachwirkung“. In: *Zeitschrift für Physik* 94 (1935), S. 277–302.

[85] P. Prieto u. a. „Fabrication and magnetic characterization of permalloy antidot arrays“. In: *physica status solidi (a)* 205 (2008), S. 363–367.



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

[86] M. P. Proenca u. a. „Co nanostructures in ordered templates: comparative FORC analysis“. In: *Nanotechnology* 24 (2013), S. 475703.

[87] W.S. Rasband. *ImageJ*. 1997-2015. URL: `http://imagej.nih.gov/ij/`.

[88] A. P. Roberts, C. R. Pike und K. L. Verosub. „First-order reversal curve diagrams: A new tool for characterizing the magnetic properties of natural samples“. In: *Journal of Geophysical Research: Solid Earth* 105 (2000), S. 28461–28475.

[89] I. Ruiz-Feal u. a. „Geometric coercivity scaling in magnetic thin film antidot arrays“. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 242–245, Part 1 (2002), S. 597–600.

[90] R. Schäfer. „Investigation of Domains and Dynamics of Domain Walls by the Magneto-optical Kerr-effect“. In: *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials*. Hrsg. von H. Kronmüller und S. Parkin. Bd. 3. John Wiley & Sons, 2007.

[91] G. Schütz u. a. „Absorption of circularly polarized x rays in iron“. In: *Physical Review Letters* 58 (1987), S. 737–740.

[92] E. K. Semenova und D. V. Berkov. „Spin wave propagation through an antidot lattice and a concept of a tunable magnonic filter“. In: *Journal of Applied Physics* 114 (2013), S. 013905–9.

[93] A. A. Serga u. a. „Parametrically Stimulated Recovery of a Microwave Signal Stored in Standing Spin-Wave Modes of a Magnetic Film“. In: *Physical Review Letters* 99 (2007), S. 227202.

[94] M. Skripnik. „Controlling the Magnetic Structure in Antidot Arrays: A Numerical Study“. Magisterarb. University of Konstanz, 2014.

[95] D. D. Stancil und A. Prabhakar. *Spin Waves: Theory and Applications*. Springer Boston, 2009.

[96] A. Stancu, P. Andrei und L. Stoleriu. „Magnetic characterization of samples using first- and second-order reversal curve diagrams“. In: *Journal of Applied Physics* 99 (2006), S. 08D702.

[97] J. Stöhr. „Exploring the microscopic origin of magnetic anisotropies with X-ray magnetic circular dichroism (XMCD) spectroscopy“. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 200 (1999), S. 470–497.



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

[98] J. Stöhr und H. C. Siegmann. *Magnetism*. Springer Berlin Heidelberg, 2006.

[99] S. Tacchi u. a. „Forbidden band gaps in the spin-wave spectrum of a two-dimensional bicomponent magnonic crystal“. In: *Physical Review Letters* 109 (2012).

[100] S. Tacchi u. a. „Mode conversion from quantized to propagating spin waves in a rhombic antidot lattice supporting spin wave nanochannels“. In: *Physical Review B* 86 (2012), S. 014417.

[101] P. Thevenaz, U. E. Ruttimann und M. Unser. „A pyramid approach to subpixel registration based on intensity“. In: *IEEE Transactions on Image Processing* 7 (1998), S. 27–41.

[102] J. M. Torres Bruna u. a. „A micromagnetic study of the hysteretic behavior of antidot Fe films“. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 290–291, Part 1 (2005), S. 149–152.

[103] L. Torres, L. Lopez-Diaz und J. Iñiguez. „Micromagnetic tailoring of periodic antidot permalloy arrays for high density storage“. In: *Applied Physics Letters* 73 (1998), S. 3766–3768.

[104] D. Tripathy und A. O. Adeyeye. „Perpendicular anisotropy and out-of-plane exchange bias in nanoscale antidot arrays“. In: *New Journal of Physics* 13 (2011), S. 023035.

[105] B. Van de Wiele u. a. „A micromagnetic study of the reversal mechanism in permalloy antidot arrays“. In: *Journal of Applied Physics* 111 (2012), S. 053915.

[106] M. Vázquez u. a. „Ordered magnetic nanohole and antidot arrays prepared through replication from anodic alumina templates“. In: *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* 320 (2008), S. 1978–1983.

[107] C. C. Wang, A. O. Adeyeye und N. Singh. „Magnetic antidot nanostructures: effect of lattice geometry“. In: *Nanotechnology* 17 (2006), S. 1629–1636.

[108] C. C. Wang, A. O. Adeyeye und Y. H. Wu. „Magnetic properties of asymmetric antirectangular Ni80Fe20 arrays“. In: *Journal of Applied Physics* 94 (2003), S. 6644–6648.

[109] M. Weigand. „Realization of a new Magnetic Scanning X-ray Microscope and Investigation of Landau Structures under Pulsed Field Excitation“. Diss. Universität Stuttgart, 2014.



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

[110] D. Weller u. a. „Microscopic origin of magnetic anisotropy in Au/Co/Au probed with x-ray magnetic circular dichroism“. In: *Physical Review Letters* 75 (1995), S. 3752–3755.

[111] U. Wiedwald u. a. „Tuning the properties of magnetic thin films by interaction with periodic nanostructures“. In: *Beilstein Journal of Nanotechnology* 3 (2012), S. 831–42.

[112] U. Wiedwald u. a. „Magnetic switching of nanoscale antidot lattices“. In: *Beilstein Journal of Nanotechnology* 7 (2016), S. 733–750.

[113] H. Yang u. a. „Method for Measurement of Switching-Field Distribution of Heat-Assisted Magnetic Recording Media“. In: *IEEE Magnetics Letters* 6 (2015), S. 1–4.

[114] H. Yu u. a. „Omnidirectional spin-wave nanograting coupler“. In: *Nature Communications* 4 (2013), S. 2702.



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

# Danksagung

Ohne die Hilfe anderer wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen und hätte viel weniger Spaß gemacht. Daher bin ich vielen Kollegen und Freunden zu Dank verpflichtet, insbesondere

Prof. Gisela Schütz und PD Eberhard Goering für die Möglichkeit diese Arbeit anzufertigen, die Freiheit bei der Ausführung und die gute Betreuung,

Prof. Guido Schmitz für die Übernahme des Mitberichts und Prof. Anke Weidenkaff für den Prüfungsvorsitz,

Prof. Christian H. Back, Prof. Maciej Krawczyk, Prof. Ulrich Nowak, PD Ulf Wiedwald und Prof. Paul Ziemann für die angenehme Zusammenarbeit und die guten Diskussionen bei verschiedenen Kooperationsprojekten,

Bernd Ludescher für die hervorragende Präparation von Dünnschichten, die Unterstützung bei der Konstruktion von verschiedensten Bauteilen und die Hilfe bei Baumaßnahmen,

Ulrike Eigenthaler für die ausgezeichnete Nanostrukturierung am FIB und die wunderbaren REM-Aufnahmen,

Dr. Felix Haering für die kolloidlithographische Präparation von Antidotgittern,

Dr. Ajay Gangwar und Martin Decker für die Herstellung der exzellenten Proben für dynamische Messungen,

Dr. Markus Weigand, Michael Bechtel und Iuliia Bykova für die Unterstützung zu jeder Tages- und Nachtzeit und dafür, dass MAXYMaUSi immer gute Bilder und Videos geliefert hat,

Dr. Ambra Caprile für geduldige VNA-FMR-Messungen und den Braburger,

Dr. Matthias Noske und Dr. Hermann Stoll für die Erklärung der wundersamen Welt der Hochfrequenztechnik und die Unterstützung bei ihrer Anwendung,



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

Dr. habil. Przemysław Gawroński, Dr. Matthias Noske und Maxim Skripnik für die Durchführung der mikromagnetischen Simulationen und Dr. Michael Haag für den analytischen Angriff der Dispersionsrelation in Antidotgittern,

Dr. Kahraman Keskinbora für die Berechnung und Simulation der Zonenplatten sowie hilfreiche Diskussionen,

Georg Dieterle, Dr. Felix Haering, Michael Kopp, Dr. Matthias Noske, Dr. Claudia Stahl, Dr. Thomas Tietze, Nick-André Träger und Matthias Werner für die Unterstützung bei langen Synchrotronmesstagen und -nächten,

Patrick Audehm und Dr. Mathias Schmidt für die intensiven Diskussionen zu FORC,

Dr. Claudia Stahl für die gewissenhafte Durchsicht des Manuskripts,

Patrick Audehm und Yu-Chun Chen für die angenehme und anregende Büroatmosphäre und zusätzlich Dr. Michael Haag, Dr. Matthias Noske, Stephen Ruoß, Dr. Claudia Stahl und Dr. Thomas Tietze für die Buttermilch-, Eis-, Kaffee-, Kicker-, Schoko- und Schinkenpausen, die nicht nur Pausen, sondern auch Raum für Diskussionen waren,

und der gesamten Abteilung Schütz für die angenehme Arbeitsatmosphäre.



Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.

Dieses Werk ist copyrightgeschützt und darf in keiner Form vervielfältigt werden noch an Dritte weitergegeben werden.
Es gilt nur für den persönlichen Gebrauch.