

Institut für Werkstoffwissenschaft  
Fakultät Maschinenwesen  
Technische Fakultät Dresden

# Magnetisierungsdynamik weichmagnetischer Dünnschichten mit modifizierter magnetischer Mikrostruktur

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades  
Doktoringenieur (Dr.-Ing.)

eingereicht von

Dipl.-Ing. Claudia Hengst  
(geb. Patschureck)  
geboren am 24.10.1983 in Dresden

Dresden, Juli 2013



**TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
DRESDEN**



Leibniz-Institut für  
Festkörper- und  
Werkstoffforschung  
Dresden



Eingereicht am 25.07.2013

**1. Gutachter:.** Prof. Dr. rer. nat. L. Schultz

**2. Gutachter:** Prof. Dr.-Ing. J. McCord



## Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit mit dem Titel:

**„Magnetisierungsdynamik weichmagnetischer Dünnschichten  
mit modifizierter magnetischer Mikrostruktur“**

ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe; die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht.

Bei der Auswahl und Auswertung des Materials, sowie bei der Herstellung des Manuskripts habe ich Unterstützungsleistungen von folgenden Personen erhalten: Dr. M. Wolf.

Weitere Personen waren an der geistigen Herstellung der Arbeit nicht beteiligt. Insbesondere habe ich nicht die Hilfe eines kommerziellen Promotionsberaters in Anspruch genommen. Dritte haben von mir keine geldwerten Leistungen für Arbeiten erhalten, die im Zusammenhang mit dem Inhalt der vorgelegten Dissertation stehen.

Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und ist auch noch nicht veröffentlicht worden.

Die Promotionsordnung der Fakultät Maschinenwesen der TU Dresden wird anerkannt.

Dresden, den 30. Juli 2013

Claudia Hengst



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>11</b>
<b>2. Grundlagen</b>	<b>14</b>
2.1. Magnetische Energieterme . . . . .	14
2.1.1. Austauschenergie . . . . .	14
2.1.2. Zeeman-Energie . . . . .	15
2.1.3. Magnetostatische Energie . . . . .	15
2.1.4. Anisotropie . . . . .	17
2.2. Magnetische Mikrostrukturen . . . . .	19
2.2.1. Domänenwände . . . . .	20
2.3. Magnetisierungsdynamik . . . . .	23
2.3.1. Magnetodynamik gesättigter strukturierter Schichten . . . . .	26
2.3.2. Magnetodynamik ungesättigter magnetischer Strukturen . . . . .	26
<b>3. Experimentelles</b>	<b>31</b>
3.1. Magnetooptische Domänenbeobachtung . . . . .	31
3.2. Magnetische Rasterkraftmikroskopie . . . . .	34
3.3. Hysteresemessung . . . . .	35
3.4. Dynamische Charakterisierung . . . . .	35
3.4.1. Gepulste Mikrowellen-Magnetometrie . . . . .	35
3.4.2. Messung der ferromagnetischen Resonanz mit dem Vektor-Netzwerkanalysator . . . . .	38
3.5. Mikromagnetische Simulationen . . . . .	38
<b>4. Eigenschaften ausgedehnter Referenzschichten</b>	<b>40</b>
<b>5. Magnetisierungsdynamik modifizierter 180-Grad-Domänenstrukturen</b>	<b>44</b>
5.1. Erzeugung magnetischer Mikrostrukturen unterschiedlicher Domänenweite . . . . .	44
5.2. Magnetisierungsdynamik modifizierter 180-Grad-Domänenstrukturen im Nullfeld . . . . .	47
5.2.1. Effekt der Abschlussdomänen . . . . .	50
5.2.2. Effekt kleiner Domänenwandweiten . . . . .	52

---

5.3. Domänenresonanz im magnetischen Feld . . . . .	61
5.3.1. Transversales Magnetfeld . . . . .	61
5.3.2. Longitudinales Magnetfeld . . . . .	79
<b>6. Dynamischer Kompensationseffekt magnetischer Domänen in strukturierten Schichten</b>	<b>84</b>
<b>7. Magnetisierungsdynamik von Bucklingdomänenstrukturen</b>	<b>91</b>
7.1. Statisches Magnetisierungsverhalten linsenförmiger Elemente . . . . .	91
7.2. Magnetisierungsdynamik linsenförmiger Elemente . . . . .	93
7.2.1. Mikromagnetische Simulation der Bucklingstruktur . . . . .	95
7.2.2. Diskussion der Magnetisierungsdynamik der Bucklingstruktur . . . . .	103
<b>8. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>106</b>
<b>A. Magnetometrische Entmagnetisierungsfaktoren nach Aharoni</b>	<b>110</b>
<b>B. Ballistische Entmagnetisierungsfaktoren nach Aharoni</b>	<b>112</b>
<b>C. Herleitung der akustischen Domänenresonanzfrequenz im transversalen Feld</b>	<b>113</b>



## Kurzzusammenfassung

Abschlussdomänenstrukturen in strukturierten weichmagnetischen dünnen Schichten wurden systematisch hinsichtlich ihrer Domänenweite, Domänenmagnetisierungsrichtung, Domänenwandtypen und Wandlängen modifiziert. Somit konnte ein umfassendes Verständnis über die Beeinflussungsmöglichkeiten des dynamischen Magnetisierungsverhaltens von Abschlussdomänenkonfigurationen im GHz-Bereich erarbeitet werden. Ein bekanntes Modell zur Berechnung der akustischen Domänenresonanzfrequenz von  $180^\circ$ -Domänenkonfigurationen wurde unter Berücksichtigung von Abschlussdomänen und endlichen effektiven Domänenwandweiten erfolgreich erweitert. Damit ist eine präzise Vorhersage des dynamischen Verhaltens von  $180^\circ$ - Abschlussdomänenstrukturen möglich. Außerdem wurde aufgezeigt, dass über die Messung der ferromagnetischen Resonanz Domänenwandumwandlungen im Magnetfeld detektiert werden können. Für Strukturen mit angepasster Anisotropie wurde unabhängig von der Anisotropiestärke eine konstante akustische Resonanzfrequenz beobachtet. Dieser unerwartete Zusammenhang wird auf die kompensatorische Wirkung von Abschlussdomänenstrukturen zurückgeführt. Abschließend wird gezeigt, dass für sogenannte Bucklingdomänenstrukturen eine signifikant größere Beeinflussung der ferromagnetischen Resonanzfrequenz durch vergleichsweise kleine statische Magnetfelder erzielt werden kann, als dies bei homogen magnetisierten Strukturen und Schichten der Fall ist. Die vorgestellten Ergebnisse dieser Arbeit zeigen, dass über eine Einstellung der ferromagnetischen Domänenstruktur das dynamische Verhalten weichmagnetischer strukturierter Schichten über einen vergleichsweise breiten Frequenzbereich hinweg gezielt modifiziert werden kann.



# 1. Einleitung

Während die Anforderungen an elektronische Systeme stets komplexer werden, wächst die Nachfrage nach kleinsten Bauteilen mit sehr hohen Prozessgeschwindigkeiten. Dabei haben sich weichmagnetische Dünnschichtsysteme als Bestandteile in aktiven oder passiven Bauteilen der Mikroelektronik und der Mikrosystemtechnik etabliert. Beispielsweise sind sie wesentlichster Bestandteil in Festplattenleseköpfen. Der Trend nach Miniaturisierung ist ein wesentlicher Impulsgeber für ihre Weiterentwicklung und Integration in neue Technologien.

Einen entscheidenden Entwicklungsschub erfuhr beispielsweise die magnetische Datenspeicherung – das wohl prominenteste Anwendungsfeld ferromagnetischer Schichten – mit der Entdeckung des Riesenmagnetwiderstandes durch A. Fert und P. Grünberg Ende der 80er Jahre [1, 2]. Gleichzeitig wurde das vergleichsweise junge Forschungsfeld der 'Spintronic' eröffnet. Seitdem wird intensiv an der Entwicklung nicht-flüchtiger und frei adressierbarer Magnetwiderstandsfestspeicher (MRAM's<sup>1</sup>) gearbeitet. Diese speichern je ein Bit in ein mehrlagiges magnetisches Element, dessen elektrischer Widerstand von der relativen Magnetisierungsorientierung der einzelnen ferromagnetischen Schichten zueinander abhängig ist. Ein auf S.S.P. Parkin et al. [3] zurückgehendes Konzept zur Datenspeicherung in magnetischen Nanodrähten verspricht gegenüber gängigen Speichermedien nochmals eine drastische Erhöhung der Speicherdichte bei gleichzeitiger Verkürzung der Zugriffszeiten. Im Jahr 2011 wurde der erste Prototyp eines solchen Nanodraht-Speichers<sup>2</sup> von IBM vorgestellt. Dabei werden in einem Nanodraht Bereiche mit unterschiedlicher Magnetisierungsrichtung (Domänen) erzeugt, die durch Domänenwände voneinander getrennt sind. Das Lesen und Schreiben von Informationen erfolgt ähnlich zur Funktionsweise eines Schieberegisters: Die Domänenwände werden mit Hilfe von spin-polarisierten Strompulsen im Speicherdraht über der Oberfläche eines Leselements hin und her verschoben. Das Racetrack-Speicherkonzept und das Potential von Domänenwand-Logik-Schaltkreisen sind Triebkraft für zahlreiche aktuelle Studien an Drähten oder Elementen mit einer Größe von nur einigen Nanometern in statischen und dynamischen Magnetfeldern sowie unter Einfluss elektrischer Ströme, Spinströme oder Spinwellen. Ein ebenso junges Forschungsgebiet basiert auf der Idee, Spinwellen für eine besonders schnelle und energieeffiziente Verarbeitung von Daten und deren Transport zu nutzen. Zahlreiche Studien untersuchen deshalb die Erzeugung, Ausbreitung und Manipulation von Spinwellen in künstlich veränderten Materialien mit periodisch variierenden magnetischen Eigenschaften, sogenannten magnonischen Kristallen [4].

---

<sup>1</sup>Magnetic Random Access Memory

<sup>2</sup>Das Nanodraht-Speicher-Konzept ist unter dem Namen „Racetrack Memory“ bekannt geworden

Beispielsweise kann man über das Einbringen von periodisch angeordneten Löchern in eine ferromagnetische Schicht erreichen, dass Spinwellen aufgrund des stark variierenden inneren Feldes lokalisiert werden [4–7].

Das Einsatzspektrum weichmagnetischer Schichten erstreckt sich jedoch weit über den Bereich der magnetischen Datenspeicherung hinaus. Ihre Verwendung in leistungsfähigen Sensoren, halbleiterfreien Dioden [8], Transistoren, Hochleistungsmikroinduktoren [9–11] sowie Filtern für elektromagnetische Wellen, beispielsweise, geht mit hohen Anforderungen an die Hochfrequenzeigenschaften der magnetischen Schichten einher. Die wichtigsten Kennwerte zur Charakterisierung des magnetodynamischen Verhaltens eines ferromagnetischen Materials sind seine ferromagnetische Resonanzfrequenz und Dämpfung. Die Möglichkeit, die ferromagnetische Resonanzfrequenz kontrolliert zu beeinflussen, ist für zahlreiche Anwendungen wünschenswert, da die Magnetisierungsantwort (Suszeptibilität) einer Schicht in äußeren dynamischen Magnetfeldern dieser Frequenz besonders groß ist. Die Resonanzfrequenz wird in hohem Maße durch das effektive Feld bestimmt, dem das magnetische Material ausgesetzt ist. Sie lässt sich folglich durch Anlegen eines äußeren Magnetfeldes oder durch Anpassung intrinsischer Materialparameter, wie beispielsweise der magnetischen Anisotropie oder der Sättigungsmagnetisierung, optimieren. Zusätzlich zur Wahl eines Legierungssystems mit geeigneten intrinsischen Eigenschaften kann das dynamische Magnetisierungsverhalten zum Beispiel durch Einprägen einer Formanisotropie mittels Strukturierung, Ionenimplantation [12], Einsatz austauschgekoppelter Mehrlagen [13, 14], Laminierung von ferromagnetischen Schichten mit nicht-magnetischen Zwischenschichten [15] oder Ausnutzung der magnetostatischen Wechselwirkung in Elementfeldern [16–19] beeinflusst werden.

In Abwesenheit äußerer Magnetfelder geht die Strukturierung dünner Schichten mit der Ausbildung magnetischer Bereichsstrukturen (Domänen) einher [20]. Die Magnetodynamik eines ferromagnetischen Dünnschichtelements wird entscheidend von ihrer Domänenstruktur bestimmt. Grund ist eine hohe Inhomogenität des effektiven Feldes infolge der lateralen Begrenzungen der Schicht und der inhomogenen Magnetisierungsverteilung, die das Auftreten streng lokalisierter oder quantisierter dynamischer Moden bedingt. Ein fundamentales Verständnis des Zusammenhangs zwischen den magnetodynamischen Eigenschaften und der magnetischen Domänenstruktur strukturierter dünner Schichten ist somit Voraussetzung für ihre Verwendung in miniaturisierten Bauteilen. Zudem birgt die gezielte Einstellung von Domänenstrukturen das Potential, die magnetodynamischen Eigenschaften von fertig montierten Bauteilen auch nachträglich noch zu beeinflussen.

Angestoßen wurde die Untersuchung der Domänendynamik bereits in den 1950er Jahren durch das hohe Anwendungspotential von magnetischen Schichten mit senkrecht zur Schicht orientierter Anisotropie in sogenannten Magnetblasenspeichern<sup>3</sup>. So initiierten Polder und Smit [21] mit den ersten Untersuchungen des dynamischen Verhaltens nicht-gesättigter Ferritschichten zahlreiche weitere Studien an Streifen- und Blasendomänen [22–27]. Die Technologie der Magnetblasenspeicher wurde jedoch in den 1980er

---

<sup>3</sup>Die Magnetblasenspeicher sind auch unter dem Begriff „Bubble Memory“ bekannt.

Jahren von der Entwicklung leistungsfähigerer und kostengünstigerer Speicher überholt und hat seitdem an Bedeutung verloren. Der Fokus jüngster Untersuchungen richtet sich hingegen auf das Hochfrequenzverhalten von strukturierten Schichten mit in der Schichtebene liegender Magnetisierung. Dabei ist die Magnetisierungsdynamik von nur einigen wenigen magnetischen Grundzuständen umfassend verstanden. Dazu gehören vor allem der quasigesättigte Zustand [28–33] sowie nicht-gesättigte Magnetisierungskonfigurationen mit hoher Symmetrie, wie beispielsweise Landau-Strukturen in rechteckigen Dünnschichtelementen [34–42] und der magnetische Vortex in kreisförmigen oder elliptischen Elementen [43, 44]. Die dynamischen Moden spiegeln dabei jeweils die Symmetrie der Elementform und der Domänenstruktur wieder. Mit sinkender Symmetrie der Magnetisierungsverteilung wird der Charakter dynamischer Moden gleichermaßen komplexer [39] und es wird eine Vielzahl ähnlicher Eigenmoden mit sehr geringen Frequenzabständen erwartet.

Ziel dieser Arbeit ist es, an bisherige Untersuchungen anzuknüpfen. Dabei wird die Frage in den Mittelpunkt gerückt, wie sich das dynamische Magnetisierungsverhalten über die Einstellung der Domänenstruktur gezielt beeinflussen lässt. Außerdem wird gezeigt, dass sich aus dem Wechselspiel etablierter Konzepte (z. B. Einstellung der Anisotropiefeldstärke über Strukturierung oder Wahl des Schichtmaterials) mit erzeugbaren Domänenstrukturen ein erweitertes Potential zur Beeinflussung der ferromagnetischen Hochfrequenzeigenschaften ergibt. Zunächst erfolgt eine kurze Darstellung der physikalischen Grundlagen und der experimentellen Methoden. In Kapitel 4 werden die statischen und dynamischen Eigenschaften ausgedehnter Referenzschichten vorgestellt. Das sich anschließende Kapitel greift Vorarbeiten [45, 46] zum magnetodynamischen Verhalten von  $180^\circ$ -Domänenstrukturen mit unterschiedlicher Domänenweite auf. So berichteten Queitsch et al. erstmals von einer erhöhten Resonanzfrequenz in  $180^\circ$ -Domänenstrukturen mit schmaler Domänenweite gegenüber einem Magnetisierungszustand mit breiten Domänen. Wolf et al. entwickelten ein Modell zur Erklärung der experimentell beobachteten Abhängigkeit der Domänenresonanzfrequenz von der Domänenweite. In Kapitel 5 wird die Gültigkeit dieses Modells erstmals für eine systematisch variierende Domänenform geprüft. Diskrepanzen zwischen Experiment und Modell werden in Hinblick auf den Einfluss von Abschlussdomänen und Domänenwänden diskutiert. Zusätzlich wird auf die Domänenresonanz unter Einfluss eines transversalen und longitudinalen Magnetfeldes eingegangen. In Kapitel 6 werden die dynamischen Eigenschaften von mehrlagigen Dünnschichtelementen mit gezielt variiertem Anisotropie im Hinblick auf ihre Domänenstruktur betrachtet. Die statischen und dynamischen Eigenschaften dieser Schichtsysteme wurden bereits in Vorarbeiten [47] untersucht. Im Rahmen dieser Arbeit wird ein qualitatives Verständnis für den magnetodynamischen Kompensationseffekt der Domänenstruktur in Strukturen variiertem Anisotropie erarbeitet. Im darauffolgenden Kapitel wird das ferromagnetische Resonanzverhalten der Bucklingdomänenstruktur, als Vertreter von Domänenstrukturen mit vergleichsweise geringer Symmetrie und geringen Domänenweiten, mit der Vektor-Netzwerkanalysator-Methode untersucht und mit Hilfe mikromagnetischer Simulationen erklärt. Die Arbeit schließt mit einer zusammenfassenden Diskussion des magnetodynamischen Verhaltens der verschiedenen Domänenstrukturen.

## 2. Grundlagen

Dieses Kapitel diskutiert grundlegende Eigenschaften ferromagnetischer Materialien. Zunächst werden die verschiedenen magnetischen Beiträge zur freien Energie kurz beschrieben. Eine Minimierung der freien Energie kann durch Anpassung der Magnetisierungsverteilung des magnetischen Materials auf atomarer und mikroskopischer Ebene erfolgen. Im Anschluss werden deshalb typische Magnetisierungskonfigurationen weichmagnetischer Materialien, sowie deren Verhalten in dynamischen Magnetfeldern vorgestellt.

### 2.1. Magnetische Energieterme

#### 2.1.1. Austauschenergie

Die magnetischen Momente eines Ferromagneten sind durch die quantenmechanische Austauschwechselwirkung untereinander gekoppelt. Die Wechselwirkungsenergie zweier Elektronenspins benachbarter Atome,  $S_i$  und  $S_j$ , wird beschrieben durch [48]:

$$E_{\text{ex}} = -2J_A (\vec{S}_i \cdot \vec{S}_j). \quad (2.1)$$

Für ferromagnetische Materialien ist das Austauschintegral  $J_A > 0$ , sodass die Austauschenergie dann minimal ist, wenn alle Elektronenspins parallel ausgerichtet sind. Demzufolge bewirkt in einem ferromagnetischen Körper<sup>4</sup> des Volumens  $V$  jede Abweichung von einem homogenen Magnetisierungszustand eine Erhöhung der Austauschenergie um [48]:

$$E_{\text{ex}} = A \int [\text{grad } \vec{m}(r)]^2 dV, \quad (2.2)$$

mit der Austauschkonstante  $A$  und der auf die Sättigungsmagnetisierung  $M_s$  normierten Magnetisierung  $m = M/M_s$ .

---

<sup>4</sup>Die folgenden Betrachtungen gelten, wenn der ferromagnetische Körper als Kontinuum angenähert wird.

### 2.1.2. Zeeman-Energie

Über ein äußeres Magnetfeld lässt sich die Richtung der Magnetisierung beeinflussen. Die Zeeman-Energie beschreibt die Wechselwirkung der Magnetisierung mit dem äußeren Feld  $H$  [20]:

$$E_Z = -\mu_0 M_s \int \vec{H} \vec{m}(r) dV, \quad (2.3)$$

wobei  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Vs/Am}$  die Permeabilität von Vakuum ist. Für einen maximalen Gewinn an Zeeman-Energie wird sich die Magnetisierung des Materials folglich entlang des anliegenden Feldes ausrichten.

### 2.1.3. Magnetostatische Energie

Die Magnetisierungsverteilung weichmagnetischer Materialien sowie ihr Verhalten in einem äußeren Magnetfeld werden wesentlich vom Beitrag der magnetostatischen Energie<sup>5</sup> bestimmt. So ist die Minimierung dieses Energiebeitrags die Haupttriebkraft zur Ausbildung magnetischer Domänenstrukturen. Die magnetostatische Energie ist dann verschieden von Null, wenn im Material oder an dessen Oberfläche eine Divergenz der Magnetisierung auftritt. Gemäß der Maxwell'schen Gleichung stellt die Divergenz der Magnetisierung eine Quelle oder Senke für ein dipolares oder magnetostatisches Feld  $H_d$  dar [20]:

$$\text{div}M = -\text{div}H_d. \quad (2.4)$$

Quellen oder Senken der Magnetisierung können auch als magnetische Pole oder magnetische Ladungen verstanden werden. Besitzt die Magnetisierung an Probenober- oder Grenzflächen eine Diskontinuität parallel zur Oberflächen- bzw. Grenzflächennormalen  $\vec{n}$ , so spricht man von magnetischen Oberflächen- oder Grenzflächenladungen  $\sigma_s = \vec{m} \cdot \vec{n} = (\vec{m}_1 - \vec{m}_2) \cdot \vec{n}$ . Im Probenvolumen spricht man hingegen von magnetischen Volumenladungen  $\sigma_v = -\text{div}\vec{m}$ . Bei dem von magnetischen Polen ausgehenden dipolaren Feld spricht man im Probeninneren von einem entmagnetisierenden Feld, da es der Magnetisierung einer gesättigten Probe entgegengerichtet ist. Zur Unterscheidung wird das Dipolfeld außerhalb der Probe als Streufeld bezeichnet. Das Dipolfeld berechnet sich aus der Divergenz des magnetostatischen Potentials:  $H_d = -\nabla U$  [49]. Das magnetostatische Potential wiederum ist mit der Dichte und Verteilung magnetischer Ladungen verknüpft [49]:

$$U(r) = \frac{M_s}{4\pi} \left[ \int \frac{\sigma_v(r')}{|r - r'|} dV' + \int \frac{\sigma_s(r')}{|r - r'|} dS' \right]. \quad (2.5)$$

Aharoni [49] zeigte, dass sich für den Spezialfall eines rechtwinkligen Prismas mit den Dimensionen  $-a \leq x \leq a$ ,  $-b \leq y \leq b$ ,  $-c \leq z \leq c$  das magnetostatische Potential aus Gl. (2.5) vereinfachen lässt

<sup>5</sup>Equivalenten Terme sind die dipolare Energie, Streufeldenergie oder auch Entmagnetisierungsenergie

zu:

$$U(x, y, z) = \frac{M_s}{4\pi} \int_{-c}^c \int_{-b}^b \int_{-a}^a \frac{(x - x')m_x(x', y', z') + (y - y')m_y(x', y', z') + (z - z')m_z(x', y', z')}{[(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2]} \times dx' dy' dz'. \quad (2.6)$$

Über

$$E_d = \frac{1}{2}\mu_0 \int_{\text{Raum}} H_d^2 dV = -\frac{1}{2}\mu_0 \int_{\text{Probe}} H_d M dV \quad (2.7)$$

lässt sich die magnetostatische Energie aus der Verteilung des Dipolfeldes berechnen [20]. Dabei erstreckt sich das erste Integral über den gesamten Raum, das zweite hingegen nur über die magnetische Probe. Ein Maß für die maximale Streufeldenergiedichte eines Materials ist die Materialkonstante  $K_d$  [20]:

$$K_d = \frac{1}{2}\mu_0 M_s^2. \quad (2.8)$$

### Entmagnetisierungsfaktoren

Zur vereinfachten Berechnung des entmagnetisierenden Feldes  $H_d$  in einer magnetisch gesättigten Probe wurden Entmagnetisierungsfaktoren  $N_x$ ,  $N_y$  und  $N_z$  eingeführt. Es gilt  $N_x + N_y + N_z = 1$ . Allerdings ist nur in einem homogen magnetisierten Rotationsellipsoid das entmagnetisierende Feld homogen und kann mit Hilfe der Entmagnetisierungsfaktoren entlang der Ellipsoidachsen und der Probenmagnetisierung  $M$  berechnet werden:  $H_{d,i} = -N_i \cdot M$  [50]. In einem realen Probenkörper ist  $H_d$  hingegen auch für den homogen magnetisierten Zustand sowohl in seiner Richtung als auch in seiner Amplitude inhomogen. Folglich lässt sich das entmagnetisierende Feld in einem nicht-ellipsoiden Körper mit Hilfe geeigneter Entmagnetisierungsfaktoren stets nur näherungsweise berechnen. Für rechtwinklige Prismen beispielsweise schlug Aharoni magnetometrische Entmagnetisierungsfaktoren (siehe Anhang A) vor, mit denen sich das über das Probenvolumen gemittelte Dipolfeld berechnen lässt [51]. Betrachtet man allerdings den tatsächlichen Verlauf des entmagnetisierenden Feldes, so ist dessen Stärke an den Probenkanten mit magnetischen Polen maximal und fällt in Richtung der Probenmitte rasch um mehrere Größenordnungen ab. Um dieser Inhomogenität von  $H_d$  Rechnung zu tragen, entwickelten Aharoni et al. für rechtwinklige Prismen ballistische Entmagnetisierungsfaktoren  $N'_i$  (siehe Anhang B) [52]. Dabei wird das entmagnetisierende Feld über den Prismenquerschnitt im Zentrum des Prismas gemittelt. Da die Mittelung nicht, wie bei der Herleitung der magnetometrischen Entmagnetisierungsfaktoren, über das gesamte Prisma erfolgt, gilt  $N'_i < N_i$ .



#### **2.1.4. Anisotropie**

Sind eine oder mehrere Magnetisierungsachsen in einem magnetischen Material energetisch bevorzugt, spricht man von Anisotropie. Es wird zwischen verschiedenen Anisotropiearten hinsichtlich ihrer Ursache differenziert.

##### **Formanisotropie**

Unterscheidet sich die Ausdehnung einer Probe entlang der drei Raumdimensionen, so resultiert die Probenform in der Ausbildung magnetisch leichter Achsen oder Ebenen. Für eine dünne Schicht beispielsweise ist die magnetostatische Energie für den homogen entlang der Schichtnormalen gesättigten Zustand deutlich größer verglichen mit einer in der Schichtebene liegenden Magnetisierung. Die hohe Entmagnetisierungsenergie des senkrecht gesättigten Zustandes ist zum einen auf die große räumliche Ausdehnung des Streufeldes in der Umgebung der Probe und zum anderen auf das starke Entmagnetisierungsfeld in der Probe zurückzuführen. Die Magnetisierung liegt demzufolge vorzugsweise parallel zur Schichtebene, um Pole an der Oberfläche zu vermeiden. Eine zusätzliche laterale Strukturierung, z.B. in Form eines ausgedehnten Streifens, hat zur Folge, dass die Magnetisierung bevorzugt entlang der Streifenachse liegt, sofern keine andere Anisotropieform mit der eingepägten Formanisotropie konkurriert.

##### **Kristallanisotropie**

Neben der Austauschwechselwirkung der Elektronenspins untereinander, sind die Spins auch an das Elektronenbahnmoment gekoppelt. Die Bahn der Elektronen ist wiederum an das Kristallgitter gekoppelt (Bahn-Gitter-Kopplung). Beide, die Spin-Bahn-Kopplung und die Bahn-Gitter-Kopplung haben zur Folge, dass einzelne kristallografische Achsen oder Ebenen gegenüber anderen für die Orientierung des magnetischen Moments energetisch bevorzugt werden. Im Rahmen dieser Arbeit stehen amorphe oder polykristalline Schichten im Fokus, bei denen keine (globale) Kristallanisotropie beobachtet wird.

##### **Induzierte Anisotropie**

Durch Abscheidung oder Glühung von ferromagnetischen Legierungen im Magnetfeld unterhalb ihrer Curie-Temperatur kann eine auch nach der Abkühlung oder Abscheidung verbleibende magnetische Vorzugsachse in das Material eingebracht werden. Die induzierte Anisotropie geht auf eine gerichtete Anordnung von Atomen gleicher Atomsorte zurück. Dabei richtet sich die Achse von Paaren gleicher Atomsorten aufgrund der Spin-Bahn-Kopplung vorzugsweise entlang der momentanen Magnetisierungsrichtung aus [53, 54].

### Spannungsanisotropie

Innere Spannungen und Magnetostriktion können aufgrund der magnetoelastischen Wechselwirkung einen weiteren Beitrag zur Anisotropieenergie liefern und zur Ausbildung lokaler leichter Achsen oder Ebenen führen [48]. Spannungen im Material entstehen beispielsweise nach Abkühlung einer Schicht auf einem Substrat mit unterschiedlichen Ausdehnungskoeffizienten. So zeigte beispielsweise McCord [55], dass die lokale Anisotropie an den Kanten strukturierter ferromagnetischer Elemente aufgrund von Spannungsrelaxation gegenüber anderen Anisotropiebeiträgen dominieren und die Magnetisierungsverteilung entscheidend prägen kann. Magnetostatische Wechselwirkungen können ausgenutzt werden, um die lokale Anisotropieverteilung in ausgedehnten Schichten gezielt zu beeinflussen, beispielsweise über einen teilweise maskierten Ionenbeschuss einer nichtmagnetischen Deckschicht [56].

Unabhängig davon, ob eine einachsige Anisotropie magnetokristallinen, induzierten oder spannungsinduzierten Ursprungs ist, kann die Anisotropieenergie wie folgt beschrieben werden [53]:

$$E_a = \int K_u \sin^2 \theta dV, \quad (2.9)$$

wobei  $K_u$  die uniaxiale Anisotropiekonstante und  $\theta$  der Winkel zwischen der Magnetisierungsrichtung und der magnetisch leichten Achse ist.

Um die Stärke einer einachsigen Kristall- oder induzierten Anisotropie zu beschreiben, eignet sich das Anisotropiefeld  $H_k$ . Bei einer idealen Probe mit uniaxialer Anisotropie entspricht das Anisotropiefeld dem Sättigungsfeld bei Aufmagnetisierung entlang der schweren Magnetisierungsachse. Der Zusammenhang zwischen Anisotropiefeld und Anisotropiekonstanten ist gegeben durch [53]:

$$H_k = \frac{2K_u}{\mu_0 M_s}, \quad (2.10)$$

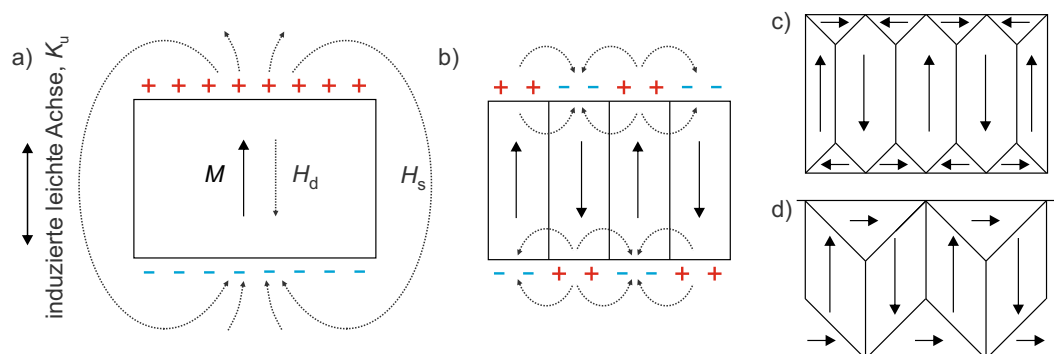
mit  $K_u > 0$ . Oftmals wird anstelle des Anisotropiefeldes auch der dimensionslose Q-Parameter zur Klassifizierung von Materialien mit hoher und niedriger Anisotropie herangezogen:

$$Q = \frac{K_u}{K_d}. \quad (2.11)$$

Für weichmagnetische Materialien ist die Kristallanisotropie oder induzierte Anisotropie so klein, dass  $Q \ll 1$ . Ihr Magnetisierungsverhalten wird wesentlich von der Streufeldenergie bestimmt.

## 2.2. Magnetische Mikrostrukturen

Ein ferromagnetisches Material ist bestrebt seine freie magnetische Energie zu minimieren, indem es in homogen magnetisierte Bereiche unterschiedlicher Magnetisierungsrichtung, in magnetische Domänen, zerfällt. Die Ausbildung der magnetischen Domänenstruktur dient in erster Linie der Reduktion von Energietermen mit magnetostatischem Ursprung. Anhand eines rechtwinkligen Elements einer ferromagnetischen Schicht mit induzierter leichter Magnetisierungsachse soll die Ausbildung von Domänen und deren Ursache erläutert werden (siehe Abb. 2.1).



**Abb. 2.1.:** Ohne den Einfluss eines äußeren Magnetfeldes kann der hohe magnetostatische Energiebeitrag eines homogen entlang der magnetischen Vorzugsachse magnetisierten Elements (a) durch Aufspaltung in alternierend magnetisierte 180°-Domänen (b) reduziert werden. Dabei wird die räumliche Ausdehnung des Streufeldes  $H_s$  auf die oberflächennahen Bereiche begrenzt. Eine weitere Reduktion der Streufeldenergie ist durch Bildung sogenannter Abschlussdomänenzustände möglich, wie in (c) und (d) für den Fall dargestellt ist, dass kein äußeres Magnetfeld anliegt. (Abbildung nach [57])

Die Beiträge der Austausch- und Anisotropieenergie zur freien magnetischen Energie sind dann minimal, wenn die Magnetisierung homogen und entlang der magnetischen Vorzugsachse orientiert ist (a). Der homogene Magnetisierungszustand involviert jedoch magnetische Pole an den Elementkanten, von denen ein entmagnetisierendes Feld  $H_d$  in der Probe und ein magnetostatisches Streufeld  $H_s$  außerhalb der Probe ausgehen. Indem die homogene Magnetisierung in Bereiche mit homogener Magnetisierung (Domänen), aber alternierender Magnetisierungsrichtung zerfällt (b), können die räumliche Ausdehnung des Streufeldes und damit der magnetostatische Energiebeitrag reduziert werden. In den schmalen Bereichen zwischen benachbarten Domänen, den Domänenwänden, rotiert die Magnetisierung und vermittelt so zwischen den unterschiedlichen Magnetisierungsrichtungen der angrenzenden Domänen. Die Bildung von Domänenwänden ist mit einem Aufwand an Austausch-, Anisotropie- und gegebenenfalls Dipolenergie verbunden. Eine Aufspaltung in feinere Domänen erfolgt deshalb nur solange, wie der Energiegewinn durch Streufeldminimierung den Energieaufwand der sich ausbildenden Domänenwände überwiegt. In Materialien mit kleiner Anisotropie können magnetische Pole oder Ladungen an den Probenoberflächen vollständig vermieden werden, indem sich die Magnetisierung in oberflächennahen Bereichen parallel zur Oberfläche ausrichtet. Häufig werden Abschlussdomänen, wie in Abb. 2.1 c

und (d) gezeigt, beobachtet. Dabei stehen in dieser Arbeit vor allem  $180^\circ$ -Abschlussdomänenstrukturen mit alternierend magnetisierten Abschlussbereichen im Zentrum der Betrachtungen. Der in Abb. 2.1 d gezeigte Abschlussdomänenzustand kann durch Sättigung eines ausgedehnten Elements entlang seiner Längsachse und gleichzeitig schweren Magnetisierungsachse und anschließender Feldreduktion eingestellt werden. Die dynamischen Eigenschaften solcher Bucklingdomänenstrukturen [20, 58–61] werden im Rahmen dieser Arbeit ebenfalls untersucht.

Der magnetische Grunddomänenzustand ist durch ein Minimum der Summe aller magnetischen Energiebeiträge gekennzeichnet. Er kann durch Anlegen eines magnetischen Wechselfeldes mit exponentiell abnehmender Amplitude erreicht werden. Dieser Prozess wird als Entmagnetisierung [53] oder Idealisierung bezeichnet, da die resultierende globale Magnetisierung Null ist.

Im Folgenden werden die Übergangsbereiche zwischen benachbarten Domänen, also verschiedene Domänenwandtypen, näher beschrieben.

### 2.2.1. Domänenwände

In einer Domänenwand erfolgt der Übergang von der Magnetisierungsorientierung der einen Domäne zur Magnetisierungsrichtung der Nachbardomäne. Dabei hängt die Magnetisierungsverteilung innerhalb der Domänenwand insbesondere von der Schichtdicke und dem Wandwinkel<sup>6</sup>, aber auch von Materialeigenschaften, wie der Austauschkonstante, der Anisotropie und der Sättigungspolarisation ab. In weichmagnetischen dünnen Schichten skalieren die Domänenwände mit einer charakteristischen Austauschlänge<sup>7</sup> [20]:

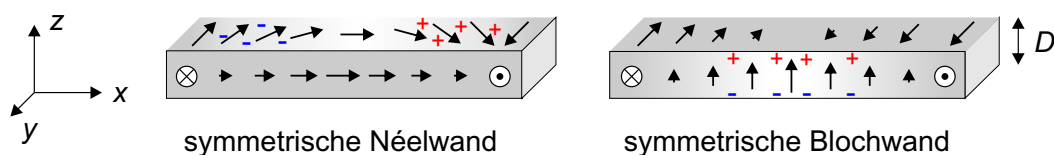
$$\Delta_d = \sqrt{\frac{A}{K_d}} = \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_s^2}}. \quad (2.12)$$

Im einfachsten Fall ändert sich die Magnetisierungsrichtung zwischen zwei Domänen mit entgegengesetzt orientierter Magnetisierung nur entlang einer Achse. Man unterscheidet die symmetrische Néelwand, deren Magnetisierungsvektoren vollständig in der Schichtebene liegen und die symmetrische Blochwand, bei der die Magnetisierungsvektoren ausschließlich in der Wandebene drehen (siehe Abb. 2.2).

Da die symmetrische Blochwand magnetische Oberflächenladungen an der Schichtober- und Unterseite erzeugt, ist dieser Wandtyp nur bei dicken Schichten (mit  $Q > 1$ ) oder Massivmaterialien energetisch günstig. Zur Reduktion von Streufeldenergie verlaufen symmetrische Blochwände zum einen weitestgehend im Probeninneren, hochanisotrope Materialien ausgenommen. Zum anderen bilden Blochwände in dicken Schichten (mit  $Q < 1$ ) an den Oberflächen Wirbelstrukturen aus, um magnetische Ladungen zu

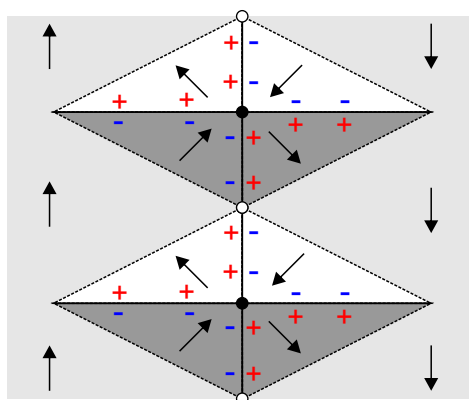
<sup>6</sup>Der Wandwinkel entspricht dem Unterschied der Magnetisierungsorientierungen der beiden an die Wand angrenzenden Domänen

<sup>7</sup>Für Materialien mit  $Q > 1$  erfolgen Magnetisierungsänderungen hingegen auf einer Skala von:  $\Delta = \sqrt{A/K_u}$



**Abb. 2.2.:** Schematischer Vergleich der Magnetisierungsverteilung in einer symmetrischen Néel - und Blochwand in einer Schicht der Dicke  $D$  ([57] und [62]). Dabei ist jeweils die linke Domäne entlang  $-y$ , die rechte Domäne entlang  $+y$  magnetisiert. Die Draufsicht kennzeichnet durch Pfeile die Projektion der lokalen Magnetisierung in die  $xy$ -Ebene, die Vorderansicht die Projektion in die  $xz$ -Ebene. Der Grauwert in der Draufsicht ist ein Maß für  $m_x$  und in der Querschnittsansicht für  $m_z$ , wobei  $-m_{x,z}$  dunkel und  $+m_{x,z}$  weiß dargestellt sind. Typisch für die symmetrische Néelwand sind langreichweitige geladene Wandausläufer. Die Blochwand hingegen erzeugt Ladungen an der Schichtober- und Unterseite und wird deshalb nur bei dicken Schichten (mit  $Q > 1$ ) oder Massivmaterialien beobachtet.

reduzieren. Symmetrische Néelwände werden hingegen in sehr dünnen Schichten von nur einigen Nanometern Dicke beobachtet. Ein Teil der Magnetisierungsdrehung erfolgt innerhalb des sehr schmalen Kernbereichs der symmetrischen Néelwand. An diesen schließen sich auf beiden Seiten langreichweitige magnetostatisch geladene Néelwandausläufer an, in denen die Wandmagnetisierung logarithmisch abfällt [20]. Die Néelwandausläufer können weit ins Domänenvolumen hineinreichen und mit Ausläufern benachbarter Wände wechselwirken. Die Wandenergie der Néelwände fällt rasch mit dem Wandwinkel ab [20].

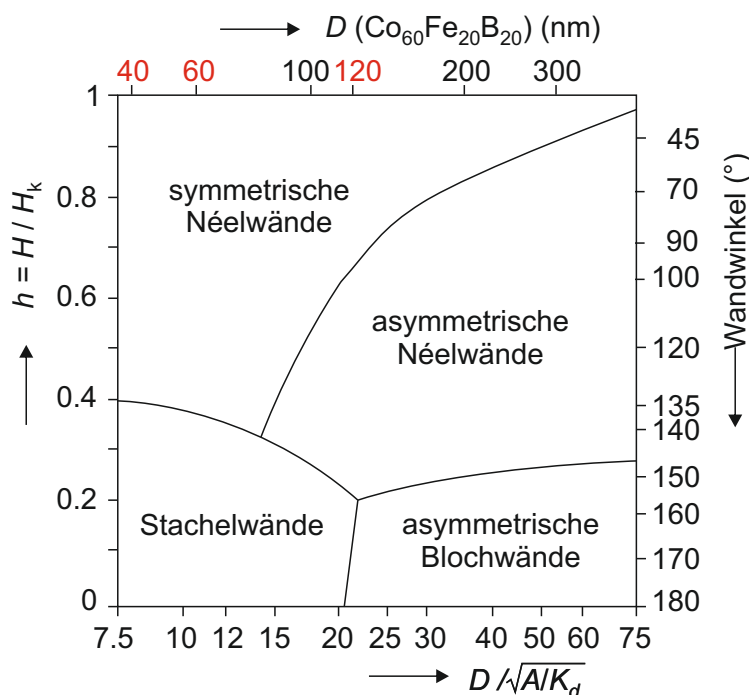


**Abb. 2.3.:** Schematisches Magnetisierungsprofil einer Stachelwand in der Draufsicht. Die gestrichelten Linien kennzeichnen einen kontinuierlichen Magnetisierungsübergang. Wandsegmente mit unterschiedlichem Drehsinn und damit unterschiedlicher Polarität wechseln sich getrennt durch Kreis- (leere Kreise) und Kreuzblochlinien (volle Kreise) ab.

In weichmagnetischen Schichten wird deshalb in einem Dickenbereich von ca. 30 bis 100 nm ein komplexer Wandtyp beobachtet, der sich aus einzelnen  $90^\circ$ -Néelwandsegmenten zusammensetzt. Den Übergang zwischen den einzelnen  $90^\circ$ -Néelwandsegmenten einer solchen Stachelwand bilden, wie in Abbildung 2.3 skizziert, abwechselnd sogenannte Kreis- und Kreuzblochlinien. Die magnetostatische Energie

der Néelwand wird bei Ausbildung einer Stachelwand zusätzlich reduziert, indem sich Bereiche mit Ladungen abwechselnder Polarität ausbilden [63].

Oberhalb von ca. 100 nm Schichtdicke bilden sich zweidimensionale Domänenwände mit streufeldfreiem Kern aus. Wie im Phasendiagramm (Abb. 2.4) gezeigt, werden bei großen Wandwinkeln sogenannte asymmetrische Blochwände beobachtet. Die asymmetrische Blochwand ist vollkommen streufeldfrei [64].

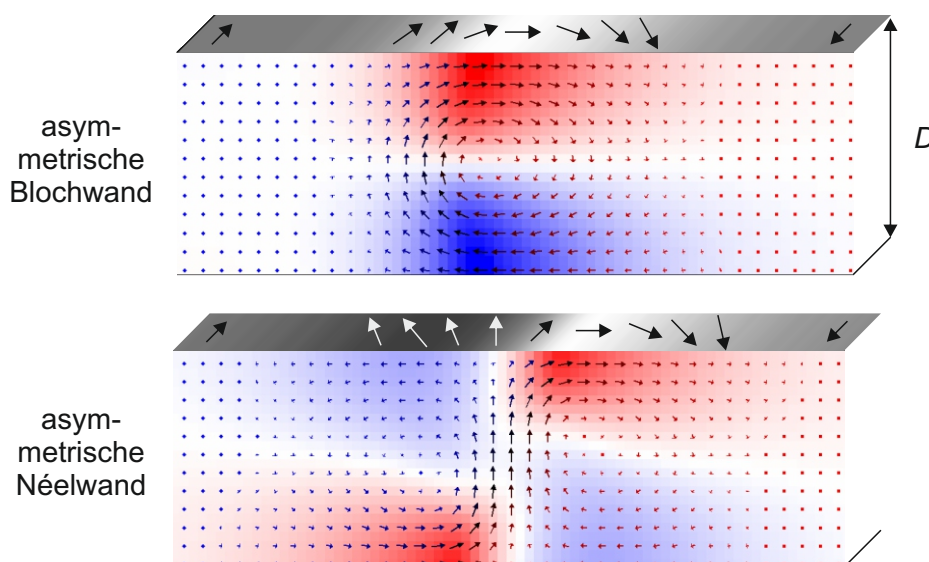


**Abb. 2.4.:** Phasendiagramm der Domänenwandtypen in dünnen Schichten [65] in Abhängigkeit der reduzierten Schichtdicke und des angelegten reduzierten Feldes. Für die Schichtparameter der hier untersuchten CoFeB-Schichten ist zudem die reale Schichtdicke gegeben. Rot gekennzeichnet sind die für diese Arbeit relevanten Schichtdicken.

Unter Anlegen eines Feldes senkrecht zur Wandebene wandelt sich dieser Wandtyp in asymmetrische Néelwände um [64, 66]. Das Magnetisierungsprofil der beiden Wandtypen ist in Abbildung 2.5 dargestellt<sup>8</sup>. Die asymmetrische Blochwand besteht aus einem magnetischen Wirbel. Dabei sind die Wandbereiche nahe Schichtober- bzw. Unterseite entgegengesetzt zueinander magnetisiert. Die asymmetrische Néelwand hingegen weist einen Kernbereich mit zwei Magnetisierungswirbeln auf. Neben zwei deutlich ausgeprägten Abschlussbereichen, die sowohl an der Schichtober- als auch Unterseite entlang des

<sup>8</sup>Der Magnetisierungsverlauf wurde mittels mikromagnetischer Simulation (OOMMF) ohne Anlegen eines äußeren Magnetfeldes ermittelt für einen Körper der Dicke  $D = 60$  bzw.  $120$  nm, einer Breite von  $2,4 \mu\text{m}$  und unendlicher Ausdehnung parallel zur Wand und zur Schichtebene. Der Berechnung wurden die Materialparameter von CoFeB und eine Zellgröße von  $5$  nm zu Grunde gelegt. Bei der asymmetrischen Néelwand handelt es sich um eine metastabile Konfiguration, die ausgehend von einem zuvor im transversalen Feld berechneten Zustand relaxiert wurde

anliegenden Feldes orientiert sind, gibt es zusätzlich schmale Wandkernbereiche an den Oberflächen mit geringfügig entgegengesetzt zum Feld orientierter Magnetisierungsrichtung. Dies resultiert bei oberflächensensitiven Messmethoden, beispielsweise der magnetooptischen Kerrmikroskopie, bei geeigneten Kontrastbedingungen in einem Doppelkontrast (vgl. S. 434 ff. in Ref. [20]), mit dem sich die asymmetrische Néelwand von ihrem symmetrischen Pendant sowie von der asymmetrischen Blochwand unterscheiden lässt.



**Abb. 2.5.:** Magnetisierungsverlauf über den Querschnitt einer asymmetrischen Blochwand und einer asymmetrischen Néelwand. Der Farbübergang blau-rot ist ein Maß für die Magnetisierungskomponente  $m_x$  senkrecht zur Wandebene. Die Draufsicht zeigt als Grauwertverlauf die  $m_x$ -Komponente an der Schichtoberfläche. Je nach Schichtdicke besitzt die asymmetrische Néelwand sich an den Wandkern anschließende Ausläufer (hier vernachlässigt). Je geringer die Schichtdicke, desto geringer ist der Kernwandwinkel und desto mehr Magnetisierungsrotation übernehmen die Ausläufer.

Während die Magnetisierungsrotation bei der asymmetrischen Blochwand ausschließlich von ihrer streufeldfreien Wirbelstruktur übernommen wird, erfolgt die Magnetisierungsrotation einer asymmetrischen Néelwand je nach Material und Schichtdicke nur teilweise in ihrem Kern. Analog zur symmetrischen Néelwand übernehmen langreichweitige bipolar geladene Ausläufer den verbleibenden Wandwinkelrest.

## 2.3. Magnetisierungsdynamik

Im statischen Gleichgewicht liegt die Magnetisierung entlang des lokalen effektiven Feldes  $H_{eff}$ , dessen Richtung und Stärke von den verschiedenen Energietermen bestimmt wird: der Austauschenergie, der Anisotropieenergie, der Zeeman-Energie und der Dipolarenergie. Ändert sich die Orientierung des effektiven Feldes, so wirkt auf die Magnetisierung ein Drehmoment und sie geht über eine gedämpfte

Präzessionsbewegung – ähnlich der eines Kreisels – in die neue Gleichgewichtslage über. Die gedämpfte Präzessionsbewegung wird durch die Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung beschrieben [67]:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = -\gamma\mu_0\vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_S}\vec{M} \times \frac{d\vec{M}}{dt}, \quad (2.13)$$

mit dem gyromagnetischen Verhältnis  $\gamma = g\mu_B/\hbar = 1,76 \times 10^{11} \text{ (Ts)}^{-1}$ . Der erste Term beschreibt das auf die Magnetisierung wirkende Drehmoment. Der zweite Term skaliert mit der Dämpfungskonstante  $\alpha$  und beschreibt die Relaxation der Magnetisierung in Richtung des effektiven Feldes. Aufgrund der starken Kopplung zwischen benachbarten atomaren Momenten, erfolgt die Präzessionsbewegung in hohem Maße kohärent. Im einfachsten Fall präzedieren die magnetischen Momente eines Materials deshalb in Phase. Man spricht von der uniformen Mode, die mit der Präzession eines Makrospins beschrieben werden kann. Durch Linearisierung von Gl. (2.13) leitet sich die Kittel-Gleichung zur Berechnung der Resonanzfrequenz  $f_r$  der uniformen Mode ab [68]:

$$f_r = \frac{\mu_0\gamma}{2\pi} \sqrt{[M_S(N_z - N_x) + H_k + H_0] \cdot [H_0 + H_k + M_S(N_x - N_y)]}, \quad (2.14)$$

für ein von außen parallel zu  $H_k||x$  angelegtes Magnetfeld  $H_0$ .

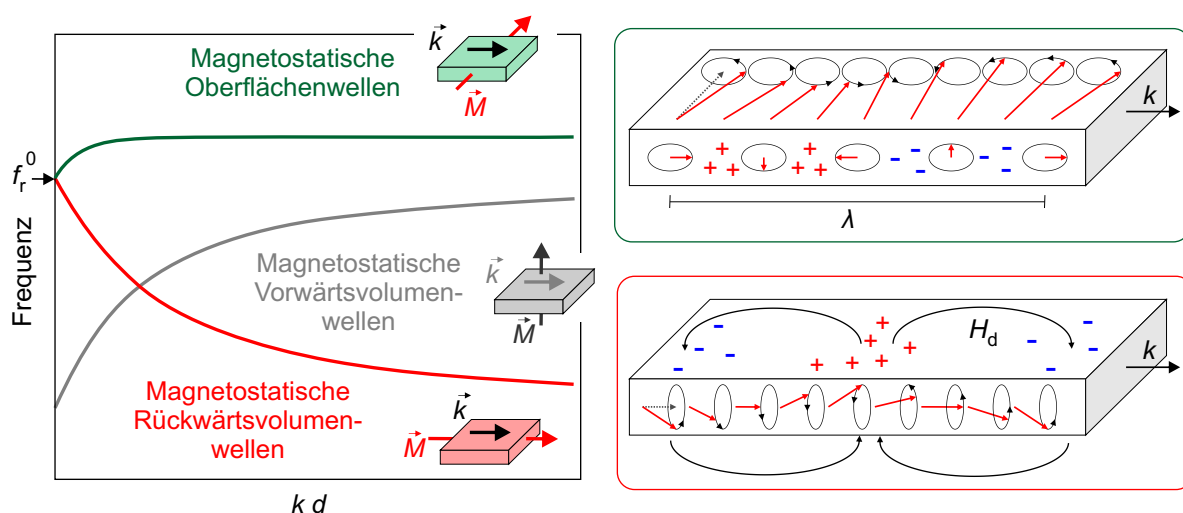
Für den Spezialfall einer weichmagnetischen ausgedehnten dünnen Schicht, bei der die Schichtdicke  $d||z$  deutlich kleiner ist als die lateralen Dimensionen ( $N_z \approx 1$ ) und  $M_s \gg H_k, H_0$ , lässt sich Gl. (2.14) weiter vereinfachen zu:

$$f_r = \frac{\mu_0\gamma}{2\pi} \sqrt{M_S \cdot H_{eff}}, \quad (2.15)$$

mit einem effektiven Feld  $H_{eff} = H_0 + H_k$ .

Erfolgt die Präzession der magnetischen Momente nicht homogen, aber mit einer festen Phasenbeziehung zwischen benachbarten Spins, spricht man von Spinwellen. Die Frequenz der Spinwellen wird durch ihren Wellenvektor  $\vec{k} \neq 0$  bestimmt. Bei kleinen Wellenlängen  $\lambda$  (große  $\vec{k}$ ) werden die Eigenschaften von Spinwellen von der Austauschwechselwirkung dominiert, bei großen  $\lambda$  durch die magnetostatische Wechselwirkung. Liegt die Magnetisierung in der Schichtebene, unterscheidet man die magnetostatischen Moden je nach Orientierung des Wellenvektors bezüglich  $\vec{M}$  in Oberflächenmoden (auch Damon-Eshbach-Moden) mit  $\vec{k}||\vec{M}$  und Rückwärtsvolumenmoden mit  $\vec{k} \perp \vec{M}$ . Magnetostatische Oberflächenmoden und Rückwärtsvolumenmoden zeigen eine unterschiedliche Abhängigkeit der Frequenz vom Wellenvektor (Dispersion), wie in Abb. 2.6 skizziert ist.





**Abb. 2.6.:** Dispersion der magnetostatischen Spinwellenmoden (nach [69]). Die zu den Dispersionskurven gehörigen Skizzen verdeutlichen die Ausbreitungsrichtung der Spinwelle bezüglich des magnetischen Flusses  $B_0$ . Mit  $f_r^0$  ist die Resonanzfrequenz der uniformen Mode gekennzeichnet. Zum qualitativen Verständnis der Frequenzabhängigkeit von  $\vec{k}$  bzw.  $\lambda$  ist eine Momentaufnahme der präzidierenden Spins für die Oberflächenmode (rechts, oben) und die Rückwärtsvolumenmode (rechts, unten) gezeigt. Die Dipolenergie der Rückwärtsvolumenmode und damit auch die Frequenz sinken für abnehmende  $\lambda$ , da ungleichnamige magnetische Oberflächenladungen näher zueinander rücken. Sinkt hingegen die Wellenlänge der Oberflächenmode, so rücken zwar ebenso ungleichnamige Ladungen an der Oberfläche zusammen, aber im Volumen erhöht sich die Ladungsdichte durch den verringerten Abstand von Kopf-zu-Kopf-Magnetisierungskonfigurationen.

### 2.3.1. Magnetodynamik gesättigter strukturierter Schichten

In magnetisch gesättigten, lateral strukturierten Schichten trägt nicht nur das entmagnetisierende Feld senkrecht zur Schichtebene zum effektiven Feld bei. Auch an den Elementkanten werden magnetische Oberflächenladungen generiert, die Ursprung eines Dipolfeldes in der Schichtebene sind. Zur Berechnung der uniformen Resonanzfrequenz gilt Gl. (2.14). Das entmagnetisierende Feld ist nahe den Elementkanten mit magnetischen Polen verglichen mit dem Feld im Elementinneren sehr groß. Die Präzession der Magnetisierung mit einer bestimmten Resonanzfrequenz erfolgt allerdings nur in Bereichen mit annähernd homogenem effektiven Feld. Aus diesem Grund können *lokale uniforme Moden* unterschiedlicher Frequenz im Elementinneren und sogenannte *Randmoden* nahe der Kanten angeregt werden [29, 30, 32]. In den vergangenen Jahren wurden zahlreiche Untersuchungen durchgeführt, die eine definierte Erzeugung lokal variierender Hochfrequenzeigenschaften zum Ziel hatten. Beispielsweise wurden Löcher in ausgedehnte Schichten eingebracht [5, 6, 70] oder ferromagnetische Ringe strukturiert [71], um bestimmte Dipolfeldverteilungen und damit die lokalen Resonanzfrequenzen einzustellen.

Langwellige Spinwellen können aufgrund der lateralen Begrenzungen nur in Form stehender Wellen mit diskreten Wellenvektoren und Resonanzfrequenzen existieren [31, 72]. Diese sogenannten *quantisierten Moden* sind durch ihre Knotenzahl  $n$  charakterisiert. Die Größe  $n + 1$  ist ein Maß dafür, wie oft die halbe Wellenlänge der Spinwelle zwischen zwei Elementkanten passt.

### 2.3.2. Magnetodynamik ungesättigter magnetischer Strukturen

Für hinreichend kleine äußere Felder geht die laterale Begrenzung strukturierter Schichten mit der Ausbildung magnetischer Domänen einher. Das dynamische Anregungsspektrum magnetisch ungesättigter Strukturen wird stark dominiert von der Symmetrie der Magnetisierungsverteilung, lokal wirkenden effektiven Feldern sowie der Art der Anregung [39]. Die Abhängigkeit der dynamischen Magnetisierungsantwort von der Domänenstruktur magnetischer Schichten wurde erstmals 1955 von Smit und Beljers [73] für Schichten mit senkrechter Anisotropie untersucht und analytisch beschrieben. Ausgehend von den Arbeiten von Smit und Beljers und aufgrund des hohen Anwendungspotentials der Schichten mit senkrechter Anisotropie als Speichermedien wurde eine Vielzahl von Untersuchungen des magnetodynamischen Verhaltens von Streifen- und Zylinder<sup>9</sup>- Domänenzuständen angeregt (siehe u.a. [22–25, 74, 75]). Auch in strukturierten Schichten mit in der Schichtebene liegender Magnetisierung wurde das dynamische Verhalten von inhomogenen Magnetisierungskonfigurationen experimentell und numerisch untersucht. Im Fokus der Betrachtungen steht die Magnetodynamik von Domänenzuständen hoher Symmetrie, beispielsweise magnetischer Wirbel<sup>10</sup> in scheibenförmigen Elementen [43, 44, 76] oder Abschlussdomänenzuständen in quadratischen oder rechteckigen Dünnschichtstruk-

<sup>9</sup>Zylinderdomänen werden auch als Bubbledomänen bezeichnet

<sup>10</sup>Magnetischer Wirbel wird im Folgenden als Vortex bezeichnet

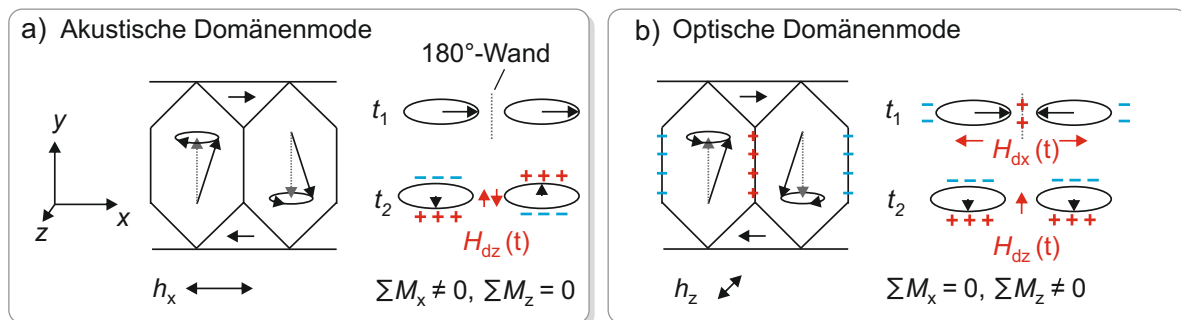
turen [33–37, 37–39, 45, 77]. Infolge der inhomogenen Magnetisierungsstruktur werden lokalisierte dynamische Moden innerhalb der Domänen und Domänenwände, sowie Moden höherer Ordnung beobachtet. Welche dynamische Moden an ein räumlich homogenes Anregungsfeld  $\vec{h}$  koppeln können, hängt zum einen von der Richtung von  $\vec{h}$  ab. Voraussetzung für eine effektive Anregung ist ein auf die lokale Magnetisierung wirkendes Drehmoment. Zum anderen muss die dynamische Mode eine resultierende Magnetisierungskomponente parallel zu  $\vec{h}$  aufweisen.

Im Folgenden wird die dynamische Anregung möglicher lokaler Wand- und Domänenmoden eines rechteckigen Dünnschichtelements mit in der Schichtebene magnetisierten  $180^\circ$ -Domänen diskutiert. Dynamische Wandmoden manifestieren sich als Oszillation, homogene Verschiebung oder Ausbauchung der Wände. Für die in Abb. 2.7 gezeigte Abschlussdomänenstruktur ist eine Anregung der  $90^\circ$ -Wände zwischen Grund- und Abschlussdomänen für alle Anregungsfelder mit Komponenten entlang  $x$ ,  $y$  oder  $z$  möglich. Die in der Schichtebene parallel zu  $x$  liegende Magnetisierung der  $180^\circ$ -Néelwände hingegen erfährt nur durch  $h_y$  und  $h_z$  ein Drehmoment. Eine Anregung kann dennoch durch die magnetostatische Kopplung zwischen Domänenmoden und Wandmoden erfolgen.

In Domänenstrukturen hoher Symmetrie und bei ausreichender Domänengröße variiert das lokale effektive Feld innerhalb einer Domäne nur geringfügig. Die einfachste Form der resonanten Anregung der Grunddomänen besteht demnach in einer homogenen Präzession der Grunddomänenmagnetisierung um das lokale effektive Feld. Die uniformen Domänenmoden können folglich mit Hilfe präzidierender Makrospins beschrieben werden. Im Unterschied zur uniformen Mode einer gesättigten Schicht wirkt auf die entgegengesetzt magnetisierten Grunddomänen ein Drehmoment unterschiedlichen Vorzeichens. Zudem ist die Magnetisierungspräzession in benachbarten Domänen magnetostatisch gekoppelt. Somit können die Magnetisierungsvektoren benachbarter Domänen bezüglich der dynamischen Magnetisierungskomponente  $M_x(t)$  in Phase (akustische Domänenmode, siehe Abb. 2.7 a) oder um  $180^\circ$  phasenverschoben (optische Mode, siehe Abb. 2.7 b) präzidieren. Die akustische Domänenmode wird über ein Puls- oder Sinusfeld entlang der  $x$ -Achse stimuliert, die optische Mode hingegen von einer Anregung senkrecht zur Schichtebene.

Bei der höher frequenten optischen Mode präzidiert die Magnetisierung benachbarter Domänen so, dass sich die Magnetisierungskomponenten senkrecht zur Wand aufheben. Dies geht allerdings mit dem Auftreten polarer dynamischer Ladungen an den  $180^\circ$ -Wänden einher. Die polaren dynamischen Wandladungen bedingen wiederum einen hohen magnetostatischen Energiebeitrag und damit hohe Resonanzfrequenzen. Die Abschlussdomänenmagnetisierung und Domänenwände können bei einer Feldorientierung senkrecht zur Schichtebene ebenso angeregt werden. Die dynamische Anregung der Abschlussdomänen wird zur Vereinfachung zunächst nicht berücksichtigt.

Die niederfrequente akustische Mode der uniformen Domänenanregung hingegen besitzt eine resultierende Magnetisierungskomponente senkrecht zu den  $180^\circ$ -Domänenwänden und keine Netto-Magnetisierung senkrecht zur Schichtebene. Diese zwei Grundmoden können sowohl in Dünnschichtelementen mit in der Schichtebene liegender Anisotropieachse als auch in Schichten mit senkrechter Anisotropie, also in



**Abb. 2.7.:** Die lokale dynamische Makrospinanregung in den Grunddomänen einer Abschlussdomänenstruktur (gezeigt für einen Ausschnitt eines entlang  $x$  ausgedehnten Streifens) hängt von der Orientierung des Anregungsfeldes  $h$  ab. Je nach Richtung des Anregungsfeldes können die Magnetisierungsvektoren benachbarter Domänen bezüglich der dynamischen  $M_x$ -Komponente in Phase (akustische Domänenmode (a) oder um  $180^\circ$  phasenverschoben (optische Domänenmode, siehe b) präzedieren. Die Anregung der Abschlussdomänenbereiche in b) wird an dieser Stelle vernachlässigt. Die Präzessionsquerschnitte (a und b, rechts) veranschaulichen Momentaufnahmen der dynamischen Magnetisierungskomponenten zu unterschiedlichen Zeiten  $t_{1,2}$ . Die optische Domänenmode erzeugt dynamische magnetische Ladungen an den  $180^\circ$ -Domänenwänden und damit ein lokales dynamisches Dipolfeld  $H_{d,x}$ . Zudem resultiert die von Null verschiedene resultierende  $z$ -Komponente der dynamischen Magnetisierung in einem effektiven Entmagnetisierungsfeld  $H_{d,z}$  senkrecht zur Schichtebene.

Zylinder- und Bandomänenstrukturen, beobachtet werden.

Das Domänenresonanzverhalten in Schichten senkrechter Anisotropie (hoher  $Q$ -Parameter) ist experimentell und analytisch umfassend untersucht. Smit und Beljers [73] leiteten für Bandomänen erstmals die Resonanzfrequenzen der optischen (in der Literatur oft als  $\omega^+$  bezeichnet) und der akustischen ( $\omega^-$ ) Mode im Nullfeld und unter Anliegen eines transversalen Magnetfeldes her. Dabei wurde ausschließlich der Grenzfall unendlich schmaler (bezogen auf die Schichtdicke) Domänen betrachtet. Artman und Charap [22] erweiterten den von Smit und Beljers entwickelten Formalismus zwar und berücksichtigten ein endliches Verhältnis zwischen Domänenweite<sup>11</sup> und Schichtdicke. Die Frequenz der akustischen Domänenmode jedoch ist im Fall von Bandomänen von der Domänenweite unabhängig, da keine dynamischen Ladungen an den Domänenwänden entstehen (siehe Abb.2.8 a). Die Magnetisierungsverteilung innerhalb der Wände kann sich aufgrund der im Bereich von nur einigen 100 MHz liegenden Eigenfrequenz der akustischen Mode dynamisch an die Magnetisierung der benachbarten Domänen anpassen.

Für strukturierte Schichten mit in der Schichtebene liegender Anisotropie (niedriger  $Q$ -Parameter) und einer sich ausbildenden Abschlussdomänenstruktur wurde von Queitsch et al. [45] ein Zusammenhang der gemessenen Resonanzfrequenz der akustischen Domänenmode von der Domänenweite festgestellt. Demnach besitzt die akustische Domänenresonanz einer  $180^\circ$ -Struktur mit schmalen Grunddomänen gegenüber einem Domänenzustand mit großer Domänenweite eine deutlich erhöhte Eigenfrequenz. Wolf et al. [46] vernachlässigten die Abschlussdomänen zunächst und entwickelten ein vereinfachtes Modell, das die Domänenform bei der Berechnung der Domänenresonanzfrequenzen mit berücksichtigt. Dabei

<sup>11</sup>Als Domänenweite  $w$  wird im Rahmen dieser Arbeit die Breite einer Grunddomäne zwischen zwei angrenzenden Domänenwänden bezeichnet

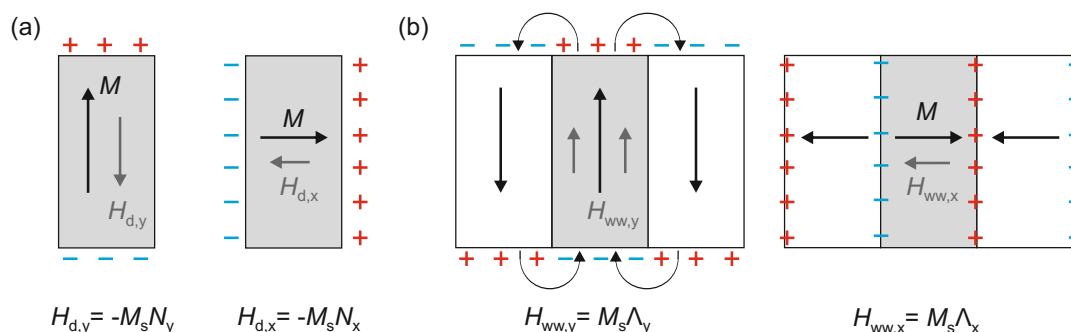
wird eine  $180^\circ$ - Domänenstruktur durch voneinander isolierte Prismen beschrieben, die untereinander magnetostatisch wechselwirken. Voraussetzung für diese Betrachtungsweise ist, dass die Permeabilität der Domänenwände im Bereich der Anregungsfrequenz der Domänenmode gleich Null ist. In vereinfachter Darstellung liegt das Anregungsfeld parallel zur Magnetisierung in den Domänenwänden. Demnach ist nach der Landau-Lifshitz-Gleichung (2.13) das Drehmoment auf die Wände gleich null. Desweiteren liegen die Eigenfrequenzen der akustischen Domänenmode in dünnen Schichten aufgrund der hohen Entmagnetisierungseffekte senkrecht zur Schicht und aufgrund des großen Domänenweiten/Schichtdicken-Verhältnisses im GHz-Bereich. Die Domänenwände können einer dynamischen Anregung jedoch nur bis zu Frequenzen von einigen 100 MHz folgen [45]. Die Tatsache, dass das Grunddomänenvolumen, die Domänenwände und auch die wandnahen Domänenbereiche ein ganz unterschiedliches dynamisches Verhalten aufweisen, lässt sich u.a. auf die stark unterschiedlichen lokalen effektiven Felder zurückführen. Demzufolge besteht stets ein Phasenunterschied zwischen der Präzession in den Grunddomänen und dem dynamischen Magnetisierungsverhalten in der dazwischenliegenden Domänenwand. Oder mit anderen Worten: die Wandstruktur und der Wandwinkel passen sich nicht simultan an die zeitabhängige Magnetisierungsauslenkung in den angrenzenden Domänen an. Infolgedessen bauen sich an der Grenze zwischen dynamisch angeregten Domänenregionen und den deutlich langsamer reagierenden Domänenwandbereichen dynamische magnetische Ladungen auf (siehe Abb.2.8 b). In erster Näherung werden die Wände zunächst als starr betrachtet. Werden die Domänen jedoch durch starre Wandbereiche voneinander separiert, wird das effektive Feld in den Grunddomänen zusätzlich zu den statischen Beiträgen (dem uniaxialen Anisotropiefeld und einem Anisotropiefeld aufgrund der Probenform) von dynamischen dipolaren Beiträgen bestimmt. Letztere umfassen einen Domänenformanisotropieterm und einen Term, der die magnetostatische Wechselwirkung der Grunddomänen untereinander berücksichtigt. Für das vereinfachte Modell berechnen sich die Resonanzfrequenzen,  $f_{\text{opt}}$  und  $f_{\text{ac}}$ , der akustischen und optischen Domänenmoden nach [46]:

$$f_{\text{opt}} = \frac{\gamma\mu_0}{2\pi} \sqrt{M_s [H_k + (N_x - N_y) M_s + \Lambda_y M_s + \Lambda_x M_s]}, \quad (2.16)$$

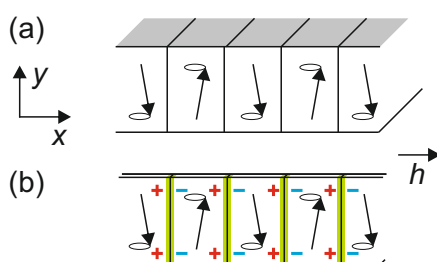
$$f_{\text{ac}} = \frac{\gamma\mu_0}{2\pi} \sqrt{M_s [H_k + (N_x - N_y) M_s + \Lambda_y M_s]}. \quad (2.17)$$

Die Entmagnetisierungsfaktoren  $N_x$  und  $N_y$  nach Aharoni [51] ergeben sich aus den Domänenausdehnungen in der Schichtebene. Die dimensionslosen Parameter  $\Lambda_x$  und  $\Lambda_y$  sind ein Maß für das Streufeld, das zwei entlang  $x$  bzw.  $y$  gesättigte Prismen in dem gemeinsamen Nachbarprisma erzeugen. Der auf die Form der Domänen zurückgehende Term  $(N_x - N_y) M_s$  wird im Rahmen dieser Arbeit als Domänenformanisotropiefeld  $H_{\text{dom}}$  bezeichnet. Formal ist dieser Term identisch mit dem von Kittel vorgeschlagenen Term zur Berücksichtigung der Elementform eines gesättigten Prismas [68]. Im Gegensatz zur Formanisotropie eines gesättigten Prismas handelt es sich bei der Domänenformanisotropie um einen ausschließlich dynamischen Ausdruck, der die Magnetisierungseigenschaften im GHz-Bereich beeinflusst.

Abbildung 2.9 veranschaulicht den Ursprung der einzelnen magnetostatischen Beiträge zum effektiven Feld.



**Abb. 2.9.:** Die magnetostatischen Beiträge zum lokalen effektiven Feld gehen auf die entmagnetisierenden Felder eines entlang der beiden Hauptachsen gesättigten Prismas (a) und auf die Wechselwirkungsfelder eines von zwei Nachbarn umgebenen Prismas zurück (b). Das Wechselwirkungsfeld  $H_{ww,x}$  (b, rechts) trägt nur bei Anregung der optischen Domänenmode bei.



**Abb. 2.8.:** Momentaufnahme der akustischen Domänenanregung (a) in Streifendomänen einer Schicht mit senkrechter Anisotropie und (b) in einer  $180^\circ$ -Domänenstruktur einer strukturierten Dünnschicht.

Mit Hilfe von Gl. (2.17) lassen sich die experimentell gemessenen akustischen Domänenresonanzfrequenzen an Abschlussdomänenstrukturen zweier unterschiedlicher Domänenweiten von Queitsch et al. [45] qualitativ erklären. Jedoch versagt das Modell bisher bei der Berechnung von  $f_{ac}$  bei großen Domänenweiten. Ziel dieser Arbeit ist es u. a., die quantitative Abweichung der nach Gl. (2.17) berechneten Frequenzen von den tatsächlich gemessenen Werten zu erklären. Im Folgenden wird ausschließlich die akustische Domänenmode betrachtet und ihre Resonanzfrequenz vereinfacht mit  $f_r$  gekennzeichnet. Es wird der Einfluss der Abschlussdomänen, der Domänenwände und des realen Domänenformanisotropiefeldes auf die Gültigkeit des von Wolf et al. [46] vorgeschlagenen Modells untersucht.

Zudem wird in Kapitel 5.3.1 diskutiert, inwieweit sich das Modell der Domänenformanisotropie für die Berechnung der akustischen Domänenresonanzfrequenz in einem senkrecht zu  $H_k$  anliegenden Magnetfeld erweitern lässt. Neben der uniformen Domänenresonanz können auch in nicht-homogenen Magnetisierungskonfigurationen Spinwellenmoden höherer Ordnung angeregt werden. Das charakteristische Spektrum an möglichen Spinwellenmoden wird dabei umso komplexer, je niedriger die Symmetrie der Magnetisierungsverteilung und damit je inhomogener das effektive Feld ist. Für hochsymmetrische Domänenstrukturen (magnetische Wirbel und Rautendomänenstruktur) wurden Spinwellenmoden mit radialem, azimuthalem bzw. gemischt-radial-azimuthalem Charakter klassifiziert [37, 39]. Im Rahmen dieser Arbeit spielen nicht-homogene Anregungen bei der Untersuchung des dynamischen Verhaltens der Bucklingdomänenstruktur eine Rolle.

## 3. Experimentelles

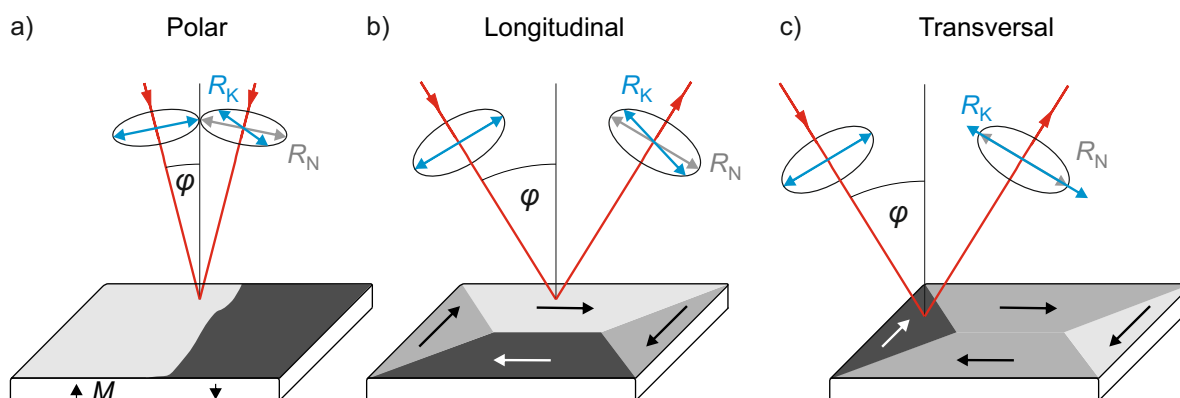
### 3.1. Magnetooptische Domänenbeobachtung

Zur Beobachtung magnetischer Domänenstrukturen wird in dieser Arbeit die magnetooptische Kerr-Mikroskopie genutzt. Die Kerr-Mikroskopie beruht auf dem gleichnamigen Kerr-Effekt, der die elastische Wechselwirkung eines einfallenden linear polarisierten Lichtstrahls mit der Magnetisierung eines Materials bei Reflexion an dessen Oberfläche beschreibt [78]. Dabei wird in Abhängigkeit von der lokalen Magnetisierungsrichtung die Polarisationssebene des linear polarisierten Lichts gedreht.

Die physikalische Ursache des Kerr-Effekts lässt sich anhand der Zerlegung des linear polarisierten Lichts in zwei Komponenten – links- und rechts-zirkular polarisiertes Licht – erklären. Die zwei entgegengesetzt zirkular polarisierten Lichtwellen breiten sich unter dem Einfluss der Magnetisierung und damit polarisationsabhängigen Brechungsindizes mit unterschiedlicher Geschwindigkeit in der Probe aus (zirkulare Doppelbrechung). Beim Austritt aus der Probe besteht deshalb ein Phasenunterschied zwischen links- und rechtspolarisiertem Lichtstrahl. Folglich ist die Polarisationssebene des reflektierten Strahls gegenüber der des einfallenden Lichtstrahls um den Kerr-Winkel  $\phi_k$  gedreht. Werden die entgegengesetzt zirkular polarisierten Anteile des einfallenden Lichts unterschiedlich stark in der magnetischen Probe absorbiert (zirkularer Dichroismus) besitzt das Licht nach Reflexion zusätzlich elliptische Anteile.

Je nach Orientierung der Einfallsebene, der linearen Polarisationsachse und der Magnetisierung zueinander werden die polare, die longitudinale und die transversale Kerr-Geometrie unterschieden (Abb. 3.1).

Liegt die Magnetisierung senkrecht zur Probenoberfläche, lässt sich die stärkste Kerr-Drehung unabhängig von der Polarisationsachse des Lichts für senkrechten Lichteinfall beobachten (polarer Kerr-Kontrast). Liegt die Magnetisierung hingegen in der Schichtebene, kann sie mit schrägem Lichteinfall sichtbar gemacht werden. In dieser Arbeit wurde vorwiegend mit dem longitudinalen Kerr-Effekt gearbeitet. Dabei liegt die Projektion der Polarisationsachse des Lichts auf die Schichtebene parallel zur Magnetisierung (parallele Polarisation). Die transversale Kerr-Geometrie, bei der die Einfallsebene und die Polarisationsachse des Lichts senkrecht zur Magnetisierung in der Schichtebene orientiert sind, resultiert in einer Änderung der Kerr-Amplitude, nicht aber in einer Kerr-Drehung.



**Abb. 3.1.:** Geometrien des Kerr-Effekts ([20]). Je nach Magnetisierungsrichtung senkrecht (a) oder parallel (b, c) zur Schichtebene kann ein Domänenkontrast in polarer, longitudinaler bzw. transversaler Geometrie erzeugt werden.

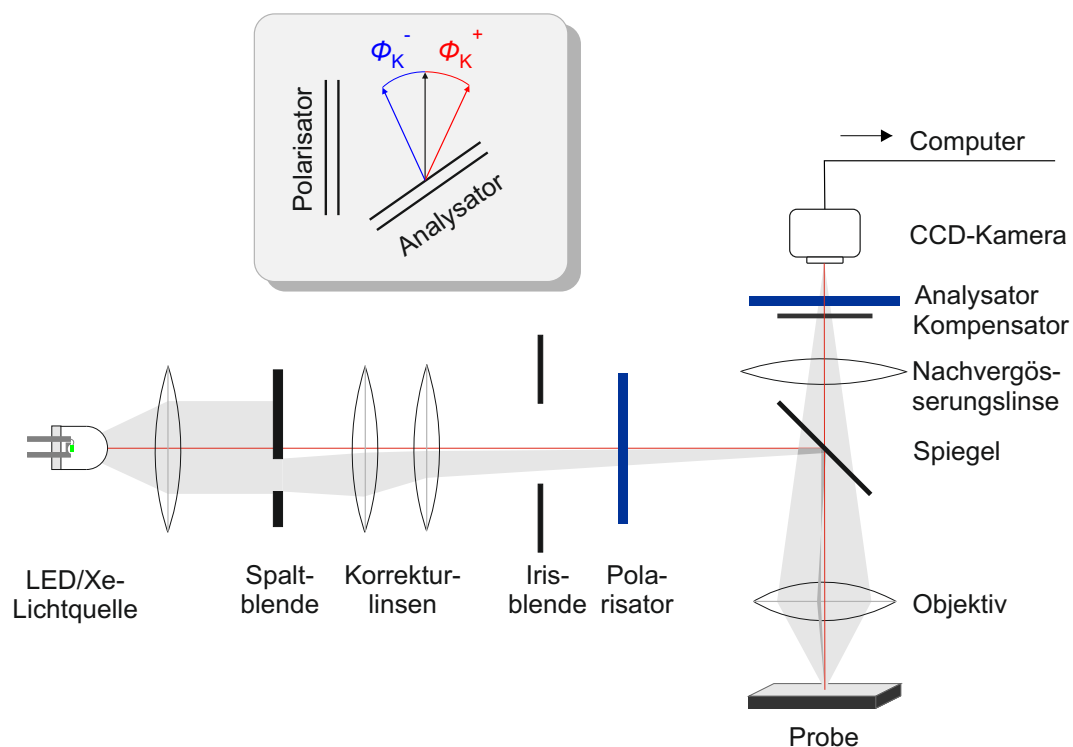
### Kerr-Mikroskop

Um die Kerr-Drehung sichtbar zu machen, wird die Probe zwischen zwei nahezu gekreuzte Polarisations-elemente, dem Polarisator und dem Analysator, im Strahlengang eines Auflichtmikroskops positioniert (siehe schematische Darstellung in Abb. 3.2).

Die senkrecht zur ursprünglichen Polarisations-ebene stehende Kerr-Amplitude kann durch eine optimierte Polarisator-Analysator-Stellung (siehe hellgrauer Kasten) sichtbar gemacht werden. Für ein großes Kerr-Signal wird der Analysator deutlich weiter geöffnet als die Kerr-Drehung [20]. Zwei entgegengesetzt magnetisierte Domänen können als helle und dunkle Bereiche unterschieden werden, da die Kerr-Amplitude der einen Domäne stärker reduziert wird als die der anderen.

Um elliptisch polarisierte Anteile nach Reflexion zurück in linear polarisiertes Licht umzuwandeln, befindet sich zusätzlich ein  $\lambda/4$ -Plättchen (der sogenannte Kompensator) im reflektierten Strahlengang. Die Abbildung der Probe wird mit einer CCD-Kamera aufgenommen und am PC weiterverarbeitet. Da es sich bei der Kerr-Drehung um einen sehr kleinen Effekt handelt, liefern Topografie und Oberfläche der Probe den größten Beitrag zur Gesamtintensität. Der reine Domänenkontrast wird mit Hilfe der Differenzbildtechnik sichtbar gemacht. Dabei wird ein Referenzbild aufgenommen (z.B. ohne Domänenkontrast bei Sättigung im Wechselfeld) und von dem jeweils aktuellen Bild subtrahiert. Ebenso PC-gesteuert kann über einen rotierbaren zweipoligen oder einen vierpoligen Elektromagneten ein magnetisches Feld in der Probenebene erzeugt werden.





**Abb. 3.2.:** Schematischer Strahlengang eines Auflichtpolarisationsmikroskops. Beim Passieren des Polarisators wird das Licht einer LED- oder Xe-Hochdruck-Lichtquelle linear polarisiert. Der Kerr-Kontrast wird über eine Optimierung der Analysatoröffnung eingestellt. Das Prinzip der Kontrastentstehung ist in dem grauen Kasten dargestellt. Durch eine optimierte Kompensator-Analysator-Stellung erscheint die Domäne mit der Kerr-Drehung  $\Phi_K^+$  heller als eine Domäne mit  $\Phi_K^-$ .

### 3.2. Magnetische Rasterkraftmikroskopie

Die magnetische Rasterkraftmikroskopie (MFM) wird für die Untersuchung magnetischer Mikrostrukturen als komplementäres Verfahren zur magnetooptischen Kerr-Mikroskopie eingesetzt. Aufgrund seiner hohen Ortsauflösung eignet sich das MFM-Verfahren insbesondere für die Untersuchung von Dünnschichtelementen kleiner lateraler Abmessungen. Im Rasterverfahren wird dabei die Wechselwirkung des Streufeldes einer magnetisch beschichteten Spitze mit magnetischen Ladungen in der Probe über die Messung einer Wechselwirkungskraft  $\delta E_{WW}/\delta z$  oder eines Kräftegradienten  $\delta^2 E_{WW}/\delta z^2$  detektiert. Die Wechselwirkungsenergie  $E_{WW}$  kann durch die Zeeman-Energie der Spitzenmagnetisierung im Streufeld der magnetischen Oberflächen- und Volumenladungen,  $\sigma_S$  bzw.  $\sigma_V$ , in der Probe beschrieben werden (Ladungskontrast):

$$E_{WW} = \int_{Probe} \sigma_S \phi_{Spitze} dS + \int_{Probe} \sigma_V \phi_{Spitze} dV, \quad (3.1)$$

mit dem Skalarpotential des Spitzenstreufeldes  $\phi_{Spitze}$  [79].

Besonders die Interpretation von Messungen an weichmagnetischen Materialien kann durch eine zu starke Wechselwirkung zwischen Spitze und Material erschwert sein. So verliert Gleichung (3.1) ihre Gültigkeit, wenn das Spitzenpotential von der Gegenwart der Probe beeinflusst wird bzw. magnetische Ladungen in der Probe aufgrund des Spitzenfeldes induziert werden (Suszeptibilitätskontrast [20, 79]). Für Schichten, deren Magnetisierung aus der Schichtebene heraus weist, liefert die MFM-Messung ein Domänenbild, wie es auch über polare Kerr-Mikroskopie beobachtet werden kann. Liegt die Magnetisierung hingegen in der Schichtebene, so geht der MFM-Kontrast auf magnetische Ladungen an den Probenkanten und in Domänenwänden zurück. Die Bestimmung der Magnetisierungsverteilung anhand der gemessenen Ladungsverteilungen kann oft nur im Zusammenhang mit der zugrunde liegenden Domänen- und unter Beachtung von sekundären Effekten erfolgen. Zu Störeffekten zählen beispielsweise Beiträge durch den Suszeptibilitätskontrast, die Ummagnetisierung der Probe oder der Spitze (Hysteresekontrast [79]) sowie die Bewegung oder Ausbauchung von Domänenwänden im Streufeld der Spitze [80].

Für eine hohe Ortsauflösung bei geringer Proben-Spitzen-Wechselwirkung wurden für die Untersuchungen an weichmagnetischen Dünnschichtelementen kommerzielle, mit Kobalt beschichtete Spitzen mit großem Aspektverhältnis und somit kleinem Spitzenmoment verwendet. Die Messungen wurden in Zusammenarbeit mit M.O. Liedke am Helmholtzzentrum Dresden-Rossendorf durchgeführt. Ein kalibrierter Elektromagnet ermöglicht feldabhängige Messungen in der Schichtebene bei Raumtemperatur.

### 3.3. Hysteresemessung

Die Abhängigkeit der Magnetisierung von einem äußeren Feld spiegelt sich in Magnetisierungs- oder Hysteresekurven wider. Sie geben Aufschluss über Materialeigenschaften, wie beispielsweise das Koerzitivfeld, die quasistatische Permeabilität oder auch die Anisotropiefeldstärke. Die Charakterisierung der Probeneigenschaften in Abhängigkeit eines quasistatischen äußeren Magnetfeldes erfolgt mit Hilfe eines induktiven Magnetometers der Firma SHB (Modell 108)<sup>12</sup>. Dabei wird über ein Helmholtzspulenpaar ein magnetisches Wechselfeld mit einer Frequenz von 10 Hz erzeugt. Im Zentrum befindet sich die von einer zusätzlichen Messspule umgebene Probe. Das angelegte Wechselfeld und der sich daraufhin ändernde magnetische Fluss  $\Phi$  der Probe induzieren in der Messspule eine Spannung. In einer separaten Referenzmessung wird die allein vom anliegenden Wechselfeld induzierte Spannung bestimmt und von der Messung abgezogen. Eine drehbare Lagerung der Probe erlaubt die Messung der Magnetisierungskurven entlang beliebiger Achsen in der Schichtebene.

Ergänzend zur induktiven Hysteresemessung werden die über einen ausgewählten Probenbereich gemittelten Magnetisierungskurven aus der feldabhängigen Kerr-Drehung im Kerr-Mikroskop oder einem Kerr-Magnetometer bestimmt. Das magnetooptische Verfahren bietet den Vorteil, dass auch für geringe Probenvolumina ein gutes Signal-zu-Rausch-Verhältnis erzielt werden kann. Zudem kann das Magnetisierungsverhalten lokal für einzelne magnetische Elemente untersucht werden.

### 3.4. Dynamische Charakterisierung

#### 3.4.1. Gepulste Mikrowellen-Magnetometrie

Zur Untersuchung der dynamischen Eigenschaften wird ein gepulstes induktives Mikrowellenmagnetometer (PIMM<sup>13</sup>) verwendet [81, 82]. Dabei wird die Probe kehrseitig auf einen elektrisch isolierten Wellenleiter platziert<sup>14</sup>. Der Wellenleiter ist einerseits an einen Pulsgenerator<sup>15</sup> angeschlossen. Dieser erzeugt Spannungspulse mit einer Amplitude von 9.4 V, einer Anstiegszeit  $t_{10/90}$  von 110 ps (siehe Abb. 3.3 b), einer Pulsdauer von 20 ns und einer Wiederholrate von 100 kHz. Um den Wellenleiter wird senkrecht zur Stromrichtung ein magnetisches Pulsfeld generiert.

Die Amplitude des magnetischen Pulsfeldes parallel und senkrecht zur Oberfläche des Wellenleiters,  $H_{p,x}$  bzw.  $H_{p,z}$ , wurde analog zu zur Vorgehensweise von Chumakov et al. [83] abgeschätzt. Beide Feldkomponenten fallen rasch mit zunehmendem Abstand zum Wellenleiter ab (siehe Abb. 3.3 a). Das Pulsfeld, das in der Schichtebene der Probe senkrecht zum Wellenleiter liegt, wird auf ca.  $\mu_0 H_{p,x} \leq 0,1$  mT

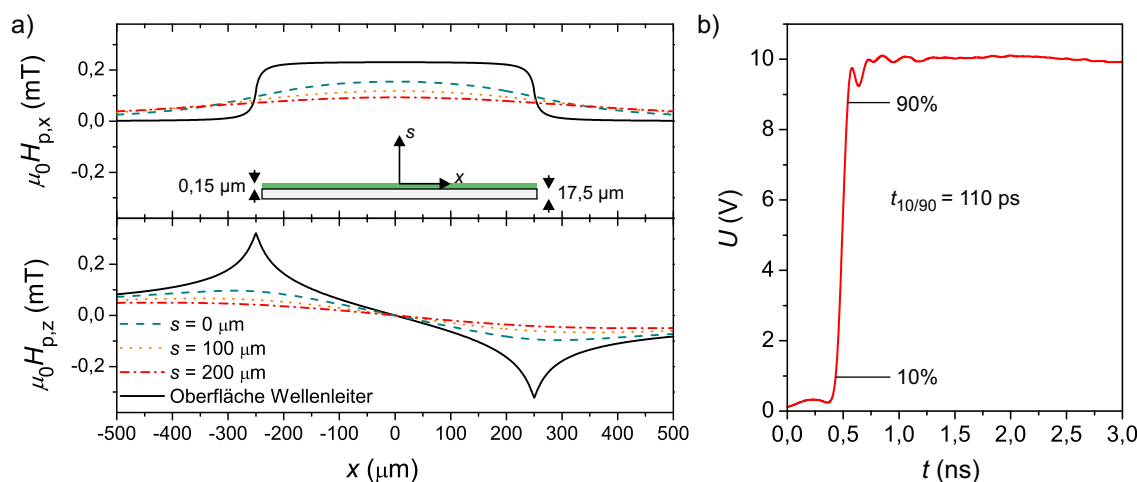
<sup>12</sup>BH-Looper

<sup>13</sup>Pulsed Inductive Microwave Magnetometer

<sup>14</sup>Eigenschaften des Wellenleiters: Dicke und Breite der Signalleitung: 17,5  $\mu\text{m}$  und 500  $\mu\text{m}$ , Abstand zwischen Signal- und Masseleitungen 279  $\mu\text{m}$ ; Impedanz: 50  $\Omega$

<sup>15</sup>Typ: Picosecond Pulse Labs, Modell 4500

abgeschätzt und ist damit ausreichend klein, um keine irreversiblen Änderungen der Domänenstruktur hervorzurufen. Die Bandbreite des Anregungsfeldes ist durch die Form des Spannungspulses limitiert. Sie lässt sich mit der Beziehung  $f_{\max} \approx 0,5/t_{10/90}$  auf ca. 0 bis etwa 4,5 GHz abschätzen.

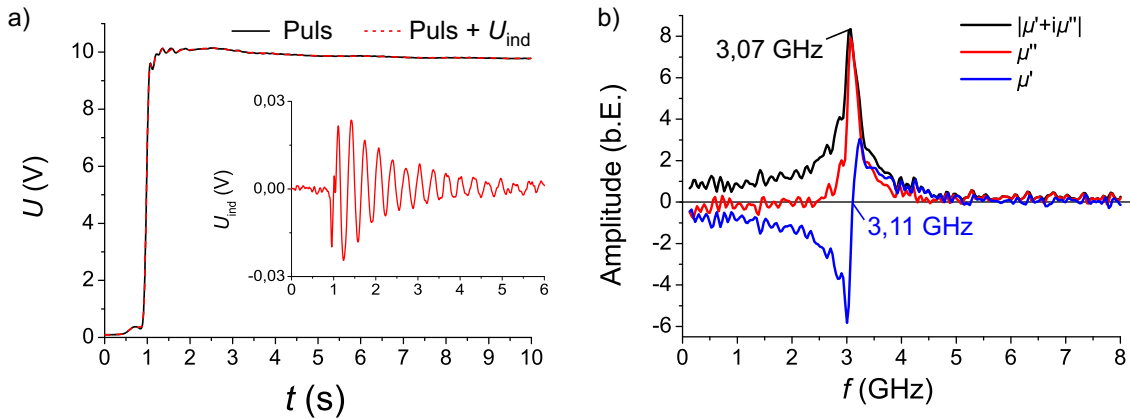


**Abb. 3.3.:** a) Longitudinale und polare Pulsfeldkomponenten,  $H_{p,x}$  (oben) und  $H_{p,z}$  (unten), eines Wellenleiters mit einer Breite von 500  $\mu\text{m}$  und einer Isolierschicht (grün in Skizze) in unterschiedlichen Abständen zur Oberfläche der Isolierschicht. b) Bestimmung der Anstiegszeit anhand der Pulsform.

Das Pulsfeld des Wellenleiters regt gedämpfte Schwingungen der Probenmagnetisierung an, sofern die Magnetisierung nicht senkrecht zum Wellenleiter liegt (siehe Abb. 3.4 a). Die oszillierende Probenmagnetisierung induziert im Wellenleiter wiederum eine Spannung  $U_{\text{ind}}$ , deren Amplitude um etwa zwei Größenordnungen kleiner als die Amplitude des Anregungspulses ist. Mit Hilfe eines digitalen Sampling-Oszilloskops<sup>16</sup> werden der eingekoppelte Spannungspuls und die sich überlagernde induzierte Spannung zeitaufgelöst gemessen. Aus dieser Messung wird das reine Probenignal durch Abzug einer Referenzmessung in senkrechter Magnetfeldkonfiguration ermittelt. Für die Referenzmessung wird die Probe durch ein Helmholtzspulenpaar senkrecht zum Wellenleiter magnetisch gesättigt. Folglich wirkt auf die nun parallel zum Puls orientierte Probenmagnetisierung kein Drehmoment und es wird ausschließlich der eingekoppelte Spannungspuls detektiert. Die zeitliche Änderung der Magnetisierung  $\delta M_x/\delta t$  ist proportional zu dem so ermittelten Differenzsignal  $U_{\text{ind}}(t)$ .

Um das ferromagnetische Resonanzverhalten anhand von  $U_{\text{ind}}(t)$  zu ermitteln, wird das Signal einer schnellen Fourier-Transformation (FFT) unterzogen. Das daraus resultierende Spektrum (Abb. 3.4 b) ist proportional zur komplexen Permeabilität. Die Resonanzfrequenz der Probe lässt sich somit anhand des Nulldurchgangs des Realteils bestimmen. Treten mehrere Resonanzen gleichzeitig auf, z.B. durch heterogene Materialeigenschaften oder die Anregung von Spinwellen aufgrund der räumlichen Inhomogenität des Pulsfeldes [85], ist diese Methode zur Bestimmung der Resonanzfrequenz erschwert. Wesentlich einfacher zu bewerkstelligen ist die Bestimmung der Resonanzfrequenz über die Lage der maximalen

<sup>16</sup>Typ: Agilent infinium DLA 86100B, Bandbreite: 12 GHz



**Abb. 3.4.:** a) Zeitlicher Verlauf des reinen Spannungspulses (Referenzmessung) und des Spannungspulses mit der überlagerten induzierten Spannung  $U_{\text{ind}}$ . Die kleine Grafik zeigt die Differenz beider Signale und damit  $U_{\text{ind}}(t)$ , welche die Magnetisierungssoszillationen widerspiegelt. b) Die Amplitude, der Real- und Imaginärteil,  $\mu'$  bzw.  $\mu''$ , des Fourier-transformierten Signals  $U_{\text{ind}}(t)$ . Wird die Resonanzfrequenz anhand des Nulldurchgangs von  $\mu'$  bzw. für das Maximum des Betrags bestimmt, ergibt sich eine kleine dämpfungs- und probenabhängige Abweichung [84].

komplexen Permeabilität. Bei der Interpretation der so ermittelten Resonanzfrequenz ist allerdings ein kleiner Fehler zur berücksichtigen.

Mit Hilfe eines zweiten Helmholtzspulenpaares kann die Resonanz der Probe in Abhängigkeit eines äußeren Magnetfeldes parallel zum Wellenleiter untersucht werden. Für den Fall einer gesättigten Probe lassen sich aus der Kittel-Darstellung

$$f_r^2 = f(H_0) = \left(\frac{\mu_0 \gamma}{2\pi}\right)^2 M_s (H_0 + H_k^*) \quad (3.2)$$

die effektive Anisotropiefeldstärke  $H_k^*$  aus dem Achsenabschnitt  $f_r^2(H_0 = 0)$  und durch Vergleich des Geradenanstiegs  $m = \left(\frac{\mu_0 \gamma}{2\pi}\right)^2 M_s$  mit einer Referenzprobe mit bekanntem  $M_s$  auch die Sättigungsmagnetisierung bestimmen [12].

Die Dämpfung des Systems ist abhängig von den intrinsischen Materialparametern, aber auch von einem angelegten äußeren Magnetfeld. Sie kann durch Anpassen des Signals an eine gedämpfte Sinusfunktion ermittelt werden. Dabei ergibt sich aus dem exponentiellen Abfall der Signalamplitude die Relaxationszeit  $\tau$ . Nach Sun et al. und Sandler et al. [84, 86] berechnet sich die Dämpfungskonstante aus der Relaxationszeit nach:

$$\alpha = \frac{2}{\gamma \mu_0 M_s \tau}. \quad (3.3)$$

### 3.4.2. Messung der ferromagnetischen Resonanz mit dem Vektor-Netzwerkanalysator

Alternativ zur PIMM-Methode wird das ferromagnetische Resonanzverhalten ausgewählter Proben mit einem Vektor-Netzwerkanalysator (VNA) untersucht [87]. Dazu wird die Probe wiederum kopfüber auf einem koplanaren Wellenleiter platziert. Der Wellenleiter ist nun einerseits an einen breitbandigen Mikrowellengenerator und andererseits an einen phasensensitiven Detektor - beides Bauteile des VNA - angeschlossen. Ein Teil der durch den Wellenleiter transmittierten Mikrowelle kann von der Probe absorbiert werden, wenn die ferromagnetische Resonanzfrequenz des Probenmaterials und die Frequenz der transmittierten Mikrowelle übereinstimmen. Anders als bei der PIMM-Methode führt die Magnetisierung der Probe erzwungene Schwingungen mit der Frequenz der eingestrahnten Mikrowelle aus. Ein Maß für die durch den Wellenleiter transmittierte Mikrowellenleistung ist der sogenannte  $s_{21}$ -Parameter. Ähnlich zur PIMM-Methode wird auf Grundlage einer Referenzmessung ein Differenzsignal berechnet, um ausschließlich Signalanteile der Probenmagnetisierung zu betrachten. Für die Referenzmessung wird über einen Elektromagneten ein ausreichend starkes Magnetfeld parallel zum Wellenleiter angelegt, das die Resonanzfrequenz der Probe aus dem betrachteten Frequenzbereich des Spektrums verschiebt.

Ein Vorteil der VNA-FMR-Methode ist die wesentlich größere Bandbreite der Anregung, die im Falle des hier verwendeten VNA des Typs Agilent E8364B von 50 MHz bis 50 GHz reicht und damit auch höherfrequente Moden abdeckt. Außerdem kann mit dem Vektornetzwerkanalysator gegenüber dem digitalen Sampling-Oszilloskop ein wesentlich besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis erreicht werden. Die im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten VNA-FMR-Messungen erfolgten in Zusammenarbeit mit K. Lenz am Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf.

## 3.5. Mikromagnetische Simulationen

Um das experimentell beobachtete Resonanzverhalten zu verstehen, werden ergänzend mikromagnetische Simulationen unter Verwendung der Software OOMMF<sup>17</sup> durchgeführt. Dabei wird ein ferromagnetischer Körper mit kontinuierlicher Magnetisierungsverteilung in ein dreidimensionales Gitter zerlegt, wobei jeder Zelle ein Magnetisierungsvektor zugewiesen ist. Die Zellgrößen sollten kleiner als die für das Material charakteristische Austauschlänge (siehe Gl. (2.12)) sein. Für amorphe  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ -Schichten ergibt sich ein Wert von 5,7 nm<sup>18</sup>, sodass in der Schichtebene eine Zellgröße von 5 nm × 5 nm für alle nachfolgenden Simulationen gewählt wurde. Um die Rechenleistung zu reduzieren, wurde für dünne Schichten die Zellgröße senkrecht zur Schichtebene gleich der Schichtdicke gewählt. Man geht folglich von einer homogenen Magnetisierung über die Schichtdicke hinweg aus. Diese Näherung birgt

<sup>17</sup>Object-Oriented Micromagnetic Framework. OOMMF wurde am National Institute of Standards and Technology entwickelt. [88]

<sup>18</sup>Mit den Materialparametern  $A = 28 \times 10^{-12}$  J/m [89] und  $J_s = 1,48$  T

vor allem bei der Berechnung von Domänenwandstrukturen Fehlerquellen, erwies sich aber für die nachfolgenden dynamischen Problemstellungen als ausreichend genau.

Auf der Grundlage eines Runge-Kutta-Verfahrens wird für kleine Zeitschritte die Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung iterativ integriert und für jeden Zeitschritt werden die internen Felder berechnet. Für jede numerisch zu lösende dynamische Fragestellung wird zunächst eine hinreichend stabile<sup>19</sup>, statische Ausgangsmagnetisierungskonfiguration simuliert. Dazu wird der Dämpfungsparameter auf  $\alpha = 0.5$  erhöht, um Präzessionseffekte zu reduzieren und die Simulationszeit zu beschleunigen. Die sich einstellende Magnetisierungskonfiguration ist abhängig vom Ausgangszustand zu Beginn der Simulation und muss nicht das globale Energieminimum repräsentieren.

Für dynamische Untersuchungen werden die metastabilen Ausgangskonfigurationen in der Folge einem Magnetfeldpuls der Amplitude  $\mu_0 H_p = 0,5$  mT bei einer Anstiegszeit von 6 ps ausgesetzt. Damit kann die dynamische Magnetisierungsantwort über einen weiten Frequenzbereich hinweg untersucht werden. Der gewählte Dämpfungsparameter  $\alpha$  ist 0,005 und orientiert sich an dem experimentell ermittelten Wert einer 60 nm dünnen ausgedehnten amorphen  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$ -Schicht. In kleinen Zeitintervallen von wenigen Pikosekunden wird die Magnetisierungskonfiguration gespeichert. Auf diese Weise wird anschließend für jede Gitterzelle die zeitabhängige Magnetisierung einer Fourier-Transformation unterzogen und das lokale Permeabilitätsspektrum berechnet.

Die Simulation von Elementen mit Abmessungen von mehreren Mikrometern stellt bei Zellgrößen im Bereich einiger Nanometer an die Hardware die Anforderungen extrem hoher Speicherkapazitäten und sehr langer Rechenzeiten. Um den Rechenaufwand zu reduzieren, wird in dieser Arbeit mit dem Modul für periodische Randbedingungen [90] gearbeitet. Dabei wird zur Berechnung der dipolaren Felder die Magnetisierungskonfiguration des Elements entlang einer Dimension unendlich fortgesetzt. So lassen sich beispielsweise auch für weichmagnetische Materialien Domänenzustände einstellen, die nicht von Entmagnetisierungseffekten an den Elementkanten senkrecht zur periodischen Fortsetzung dominiert werden. Das Vorgehen eignet sich vor allem für Elementformen, deren Ausdehnung entlang einer Achse deutlich größer als die entlang der beiden anderen ist, z.B. für lange streifenförmige Strukturen. Dort spielen für den Domänenzustand im Elementinneren auch im Experiment Entmagnetisierungseffekte an den weit entfernt liegenden Kanten eine untergeordnete Rolle.

---

<sup>19</sup>Als hinreichend stabil wurde eine Konfiguration dann betrachtet, wenn das auf die lokale Magnetisierung wirkende Drehmoment  $\delta m/\delta t$  den Grenzwert von  $10^{-8}$  nicht überschreitet

## 4. Eigenschaften ausgedehnter Referenzschichten

Die hier untersuchten ferromagnetischen Schichten wurden durch Sputtern im Magnetfeld von R. Mattheis und K. Kirsch<sup>20</sup> hergestellt. Der vollständige Schichtaufbau besteht aus einem Pyrex-Glassubstrat, einer 3 nm Ta-Pufferschicht, einer weichmagnetischen Schicht unterschiedlicher Dicke sowie einer 3 nm dünnen Ru-Schutzschicht. Um die magnetische Domänenstruktur über die Materialparameter zu beeinflussen, wurden weichmagnetische Materialien unterschiedlicher Sättigungspolarisation und induzierter Anisotropie verwendet,  $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$  (NiFe), amorphes  $\text{Co}_{60}\text{Fe}_{20}\text{B}_{20}$  (CoFeB\*) und amorphes  $\text{Co}_{40}\text{Fe}_{40}\text{B}_{20}$  (CoFeB). Der geringere Eisenanteil in CoFeB\* resultiert in einer ähnlichen Sättigungspolarisation wie die der NiFe-Schichten. CoFeB\* wurde deshalb im Rahmen einer früheren Arbeit [47] zur Herstellung von mehrlagigen NiFe/CoFeB\*-Schichtsystemen<sup>21</sup> unterschiedlicher Anisotropiestärke bei annähernd konstanter Sättigungspolarisation verwendet. Die Anisotropiestärke wurde dabei über eine Variation des Schichtdickenverhältnisses NiFe/CoFeB\* gezielt eingestellt.

### NiFe/CoFeB\*-Mehrlagensysteme

Die statischen und dynamischen Eigenschaften ausgedehnter Mehrlagen wurden in einer früheren Arbeit [47] umfassend untersucht und werden an dieser Stelle kurz zusammengefasst.

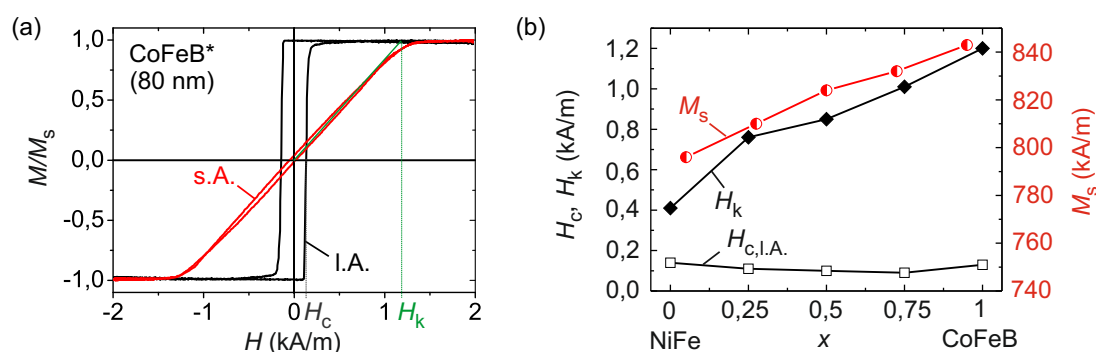
Sämtliche Schichtsysteme weisen eine uniaxiale Anisotropie auf. Beispielhaft sind die Magnetisierungskurven entlang und senkrecht zur leichten Magnetisierungsachse in Abb. 4.1 a für eine reine CoFeB\*-Schicht gezeigt. Als Maß für die Stärke der Anisotropie wurde die Anisotropiefeldstärke durch Anlegen eines in der Schichtebene und senkrecht zur induzierten Anisotropieachse orientierten Magnetfeldes mittels BH-Looper bestimmt. Der lineare Bereich der Magnetisierungskurve im Bereich kleiner Magnetfelder wurde bis zum Erreichen der Sättigung extrapoliert. Die Anisotropiefeldstärke ergibt sich aus dem Magnetfeld, bei dem die extrapolierte Gerade den Wert der Sättigung erreicht. Über die Variation des Schichtdickenverhältnisses konnte systematisch eine annähernd lineare Zunahme der Anisotropiefeldstärke, ausgehend von 0,4 kA/m für reines NiFe bis hin zu 1,2 kA/m für eine reine CoFeB\*-Schicht, erzielt werden (vgl. Abb. 4.1 b). Sowohl die Einfachschichten als auch die Mehrlagen zeigen mit einem

<sup>20</sup>Institut für Photonische Technologien (IPHT), Jena

<sup>21</sup>Die Schichtfolge der ferromagnetischen Mehrlagen ist:  $\text{CoFeB}^*_{(tx/4)}/\text{NiFe}_{(t(1-x)/2)}/\text{CoFeB}^*_{(tx/2)}/\text{NiFe}_{(t(1-x)/2)}/\text{CoFeB}^*_{(tx/4)}$ , mit der Schichtdicke  $t = 80$  nm und dem relativen CoFeB\*-Anteil  $0 \leq x \leq 1$

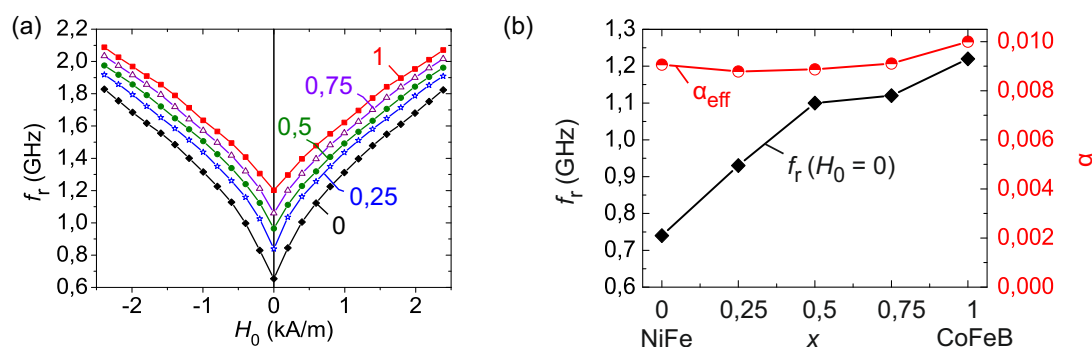


annähernd konstanten Koerzitivfeld von etwa 0,1 kA/m ein ausgezeichnetes weichmagnetisches Verhalten.



**Abb. 4.1.:** a) Hysteresis einer 80 nm CoFeB\*-Schicht entlang der leichten (l.A.) und schweren (s.A.) Magnetisierungsachse. b) Die aus den Magnetisierungskurven abgeleiteten statischen Magnetisierungseigenschaften für unterschiedliche CoFeB\*/NiFe-Schichtdickenverhältnisse  $x$ . Mit zunehmendem CoFeB\*-Anteil am Schichtsystem steigt die Anisotropiefeldstärke  $H_k$  um den Faktor 3, während  $M_s$  und das Koerzitivfeld nur geringfügig variieren.

Unter Kenntnis der Sättigungsmagnetisierung  $M_s = 800$  kA/m einer NiFe-Referenzschicht wurde  $M_s$  aller weiteren Mehrschichtsysteme anhand dynamischer feldabhängiger PIMM-Messungen unabhängig vom Probenvolumen ermittelt. Die Sättigungsmagnetisierung ergibt sich mittels Dreisatz aus den Anstiegen der Kittelgeraden (vergl. Gl. (3.2)) der Schicht mit unbekanntem  $M_s$  und der Referenzschicht. Abbildung 4.1 b zeigt, dass  $M_s$  mit zunehmendem CoFeB\*-Anteil am Mehrlagensystem nur geringfügig um maximal 6 % zunimmt.



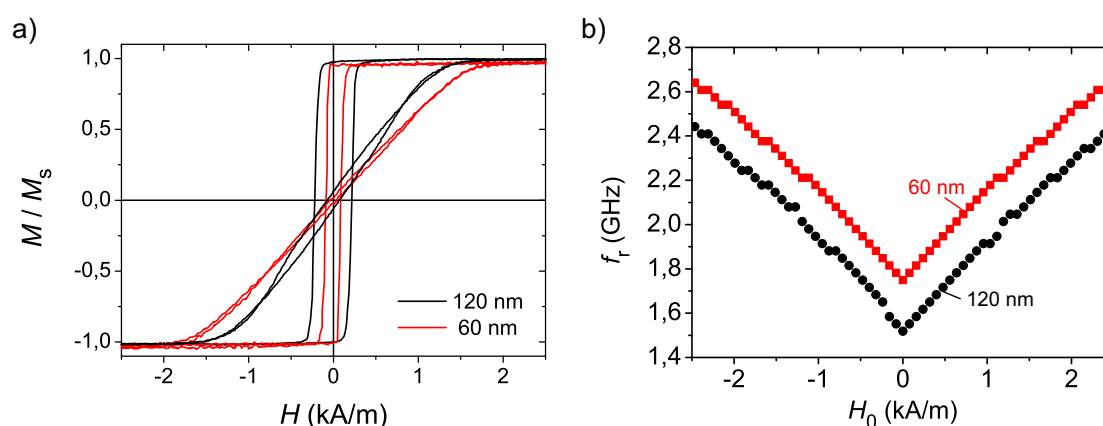
**Abb. 4.2.:** a) Feldabhängige Resonanzfrequenz der Schichtsysteme mit zunehmendem CoFeB-Anteil  $x$  am Schichtsystem. b) Während der Dämpfungsparameter  $\alpha$  nahezu unabhängig vom Schichtsystem ist, nimmt die Resonanzfrequenz aufgrund der steigenden Anisotropie mit  $x$  zu.

Mit der gezielt eingestellten Anisotropiesteigerung konnte gemäß Gl. (2.14) eine Zunahme der Resonanzfrequenz von 0,7 GHz auf 1,2 GHz mit steigendem CoFeB\*-Anteil  $x$  erreicht werden (Abb. 4.2 a und b). Der Dämpfungsparameter  $\alpha$  wird hingegen nur geringfügig vom Schichtsystem beeinflusst und

liegt bei etwa 0,01.

### CoFeB-Schichten

Für die amorphen CoFeB-Schichten mit höherem Eisenanteil wurden mittels Hysteresemessung senkrecht zur Schichtebene (nicht gezeigt) Sättigungsmagnetisierungen zwischen 1180 kA/m und 1225 kA/m ermittelt. Ist der Entmagnetisierungsfaktor senkrecht zur Schichtebene  $N_z \approx 1$ , entspricht die Sättigungsfeldstärke gleich der Sättigungsmagnetisierung. Exemplarisch sind in Abb. 4.3 a die Hysteresekurven für zwei ausgedehnte CoFeB-Schichten der Dicken 60 nm und 120 nm entlang der leichten und der schweren Magnetisierungsachse in der Schichtebene dargestellt. Alle Schichten zeigen ein sehr gutes weichmagnetisches Verhalten ( $H_c < 3,4$  kA/m) und weisen eine uniaxiale Anisotropie auf. Die Anisotropiefeldstärke wurde anhand der linearen Anpassung der Kittel-Geraden aus feldabhängigen Resonanzfrequenzmessungen bestimmt. Für Schichten unterschiedlicher Dicke variiert  $H_k$  geringfügig und liegt bei etwa 1,6 kA/m (siehe Tab. 4.1). Der Anisotropieunterschied macht sich in Bezug auf die dynamischen Eigenschaften beispielsweise in geringfügig höheren Resonanzfrequenzen der 60 nm-Schicht gegenüber der 120 nm-Schicht bemerkbar (vgl. Abb. 4.3 b). Zum Vergleich sind in Tabelle 4.1 eingeklammert die Werte der Anisotropiefeldstärke angegeben, die anhand der Hysteresekurven entlang der schweren Magnetisierungsachse ermittelt wurden.



**Abb. 4.3.:** a) Hystereseschleifen entlang der leichten und schweren Magnetisierungsachse für eine 60 nm und eine 120 nm dicke ausgedehnte CoFeB-Schicht. b) Das geringfügig höhere Anisotropiefeld der 60 nm Schicht resultiert in einer Verschiebung der Eigenfrequenz der uniformen Mode zu höheren Frequenzen.

Tabelle 4.1 fasst ausgewählte statische und dynamische Eigenschaften der im Rahmen dieser Arbeit

untersuchten Schichten zusammen.

**Tabelle 4.1.:** Statische und dynamische Materialeigenschaften der ausgedehnten Referenzschichten: die Sättigungspolarisation  $J_s$ , das Anisotropiefeld  $H_k$ , die uniaxiale Anisotropiekonstante  $K_u$ , die Austauschkonstante  $A$ , der Streufeldkoeffizient  $K_d = J_s^2/2\mu_0$  und der Qualitätsfaktor  $Q = K_u/K_d$ .

Material	$d$ (nm)	$J_s$ (T)	$\mu_0 H_k$ (mT)	$K_u$ (J/m <sup>3</sup> )	$A$ (J/m)	$K_d$ (kJ/m <sup>3</sup> )	$Q$
NiFe <sup>1</sup>	80	1	0,6 (0,6) <sup>2</sup>	203	$13 \cdot 10^{-12}$	398	0,0005
CoFeB*/NiFe/	5 / 30 / 10 / 30 / 5	1,02	1,0 (0,9) <sup>2</sup>	386	-	414	0,0009
CoFeB*/NiFe/	10 / 20 / 20 / 20 / 10	1,04	1,2 (1,1) <sup>2</sup>	443	-	430	0,001
CoFeB* <sup>1</sup>	15 / 10 / 30 / 10 / 15	1,05	1,4 (1,3) <sup>2</sup>	531	-	439	0,0012
CoFeB* <sup>1</sup>	80	1,06	1,6 (1,5) <sup>2</sup>	637	-	447	0,0014
	30		2,1 (1,6) <sup>2</sup>	1236			0,0014
CoFeB	45	1,48	1,9 (1,5) <sup>2</sup>	1119	$28 \cdot 10^{-12}$ [89]	895	0,0013
	60		2,3 (1,9) <sup>2</sup>	1355			0,0015
	120	1,54	1,9 (1,8) <sup>2</sup>	1165		944	0,0012

<sup>1</sup> Die Schichteigenschaften wurden aus [47] entnommen.

<sup>2</sup> Die eingeklammerten Vergleichswerte wurden anhand quasistatischer Hysteresemessungen entlang der schweren Magnetisierungsachse bestimmt.

Die statisch anhand der Hysteresekurven ermittelten Anisotropiefeldstärken stimmen für NiFe/CoFeB\*-Schichten gut mit den dynamisch ermittelten Werten überein. Im Falle der CoFeB-Schichten ist die statisch bestimmte Anisotropiefeldstärke geringfügig niedriger als der dynamische Wert. Diese Diskrepanz wurde bereits vielfach beobachtet [91, 92, und darin zitierte], allerdings ist die physikalische Ursache nicht geklärt.

Um gezielt Domänenstrukturen einzustellen, wurden die Schichten von I. Mönch<sup>22</sup> mittels Fotolithographie und Ionenstrahlätzen lateral strukturiert. In den sich anschließenden Kapiteln wird nun die Magnetisierungsdynamik strukturierter Schichten mit gezielt variiertem Domänenstruktur untersucht.

<sup>22</sup>Institut für Integrative Nanowissenschaften (IIN), IFW Dresden

## 5. Magnetisierungsdynamik modifizierter 180-Grad-Domänenstrukturen

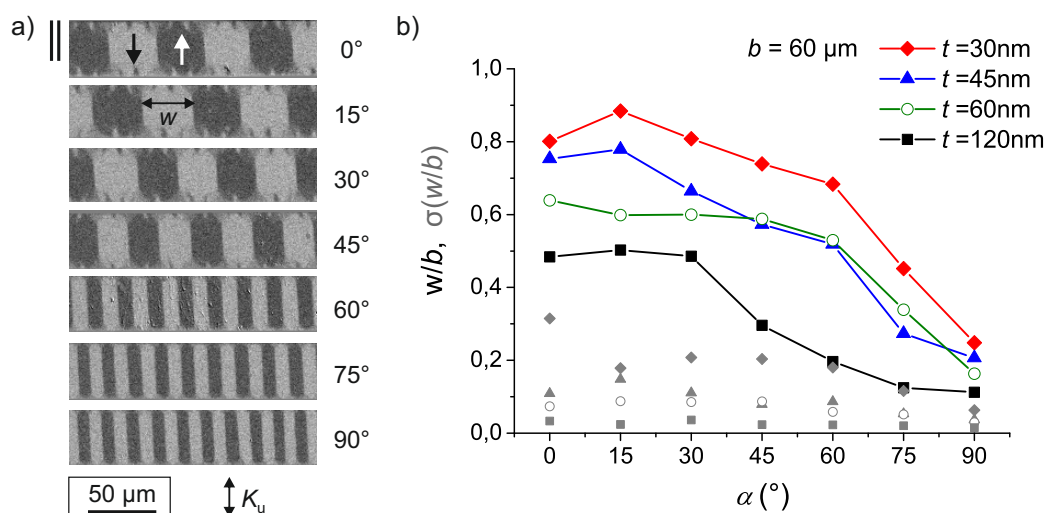
In diesem Kapitel werden die dynamischen magnetischen Eigenschaften von 180°- Domänenstrukturen mit Abschlussdomänen diskutiert. Ziel ist es, das Modell der Domänenformanisotropie (siehe Gleichung (2.17)) zu verifizieren und Ursachen für Abweichungen zwischen Modell und Experiment aufzuzeigen. Dazu wird zunächst ohne Anliegen eines äußeren Magnetfeldes die Rolle der Domänenweite, der Abschlussdomänen sowie der Einfluss der Domänenwände auf die akustische Domänenresonanz dynamisch untersucht und anhand analytischer Rechnungen quantifiziert. Schließlich wird der Effekt äußerer Magnetfelder senkrecht und parallel zur Anisotropieachse auf die Domänenresonanz für Dünnschichtstrukturen unterschiedlicher Dicke diskutiert.

### 5.1. Erzeugung magnetischer Mikrostrukturen unterschiedlicher Domänenweite

Für die Erzeugung von 180°-Domänenstrukturen variabler Domänenweite wird die Rolle der Magnetfeldorientierung während des Ummagnetisierungsvorgangs ausgenutzt [63, und darin zitierte]. Streifenförmige CoFeB-Elemente wurden in magnetischen Wechselfeldern abnehmender Amplitude unter verschiedenen Winkeln  $\theta_H$  bezüglich der leichten Magnetisierungsachse entmagnetisiert. Dabei liegt die induzierte Anisotropieachse des Materials idealerweise senkrecht zur Längsachse der untersuchten Streifenstrukturen.

Wie in Abbildung 5.1 a exemplarisch für eine 40  $\mu\text{m}$  breite und 60 nm dünne Streifenstruktur veranschaulicht, bilden sich regelmäßige 180°-Domänenstrukturen aus, deren Grunddomänen alternierend und parallel zur leichten Achse magnetisiert sind. Die Domänenweite  $w$  kann über eine Fehlorientierung  $\theta_H$  des in der Schichtebene liegenden entmagnetisierenden Feldes bezüglich der leichten Achse im Bereich von einigen Mikrometern bis hin zur Streifenbreite  $b$  variiert werden (Abb.5.1 b).

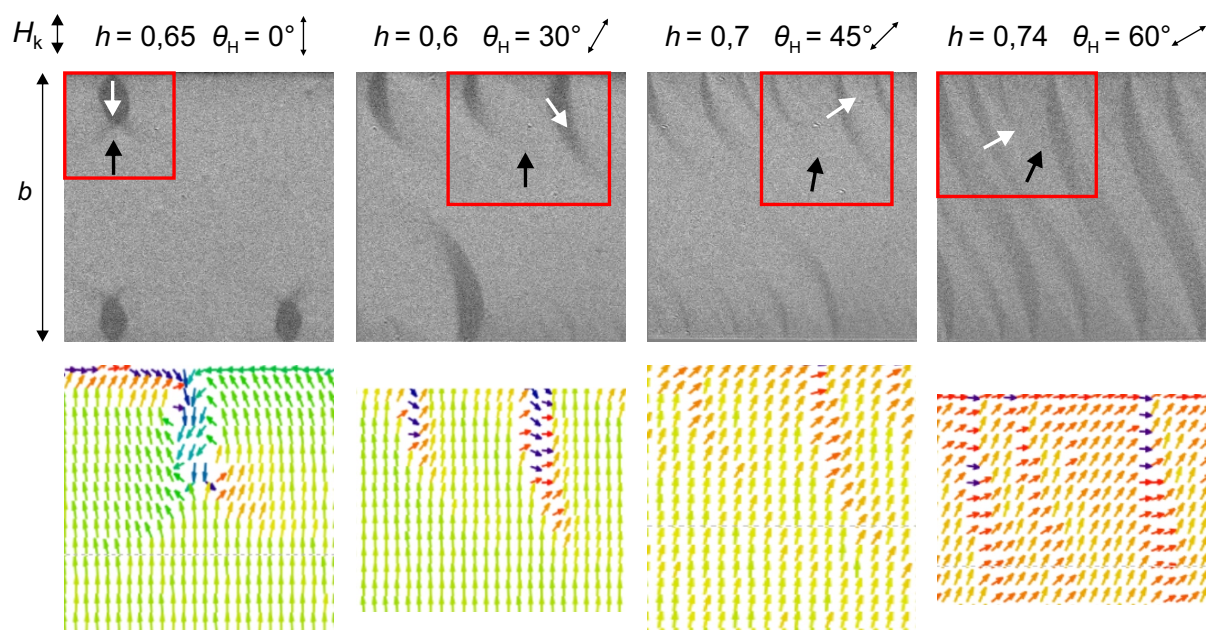
Die Weite der Domänen nimmt mit zunehmender Fehlorientierung des Magnetfeldes ab. Im Bereich kleiner Fehlorientierung  $\theta_H < 45^\circ$  wird die Ummagnetisierung von Domänennukleationsprozessen an den langen Streifenkanten und anschließendem Domänenwachstum ins Streifeninnere durch Wandbewegung dominiert. Die Zahl der an den Streifenkanten nukleierten Domänen nimmt mit steigender Feld-



**Abb. 5.1.:** Für 60 nm dicke Streifen der Breite  $b = 40 \mu\text{m}$  sind in a) exemplarisch Kerr-Aufnahmen der unter verschiedenen Winkeln  $\theta_H$  erzeugten  $180^\circ$  Domänenstrukturen gezeigt. Die Pfeile skizzieren die lokalen Magnetisierungsrichtungen. b) Variation der auf die Streifenbreite von  $b = 40 \mu\text{m}$  normierten Domänenweite  $w/b$  mit zunehmender Fehlorientierung des Entmagnetisierungsfeldes bezüglich der leichten Achse  $\alpha$  für Streifen verschiedener Schichtdicke. Die grauen Symbole kennzeichnen die Standardabweichung  $\sigma$  bei Bestimmung der Domänenweiten.

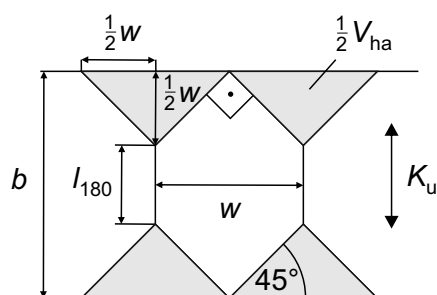
verkippung zu (siehe Abb.5.2). Grund ist eine Verkippung der Magnetisierung innerhalb der nukleierten Domänen in Richtung des anliegenden Feldes. Dadurch sinkt die Domänenwandenergie pro nukleierter Domäne und es können sich mehr Domänen ausbilden. Für Entmagnetisierungswinkel  $\theta_H > 45^\circ$  erfolgt die Ummagnetisierung hingegen über Drehprozesse der Magnetisierung. In Kantennähe alternieren Bereiche unterschiedlich starker zickzack-artiger Magnetisierungsrotation. Diese Modulation der Magnetisierung geht von den Streifenkanten aus, um die magnetische Streufeldenergie zu minimieren. Bei Reduktion des äußeren Feldes erstreckt sie sich zunehmend ins Streifeninnere und es bilden sich Néelwände mit geringen Wandwinkeln aus. Schon bei geringen Verkippungswinkeln der Magnetisierung wird eine weitere Drehung durch wechselwirkende Streufelder benachbarter Néelwände blockiert, bis bei ausreichend kleinem Magnetfeld die Blockierung durch Wandverschiebungen aufgehoben wird.

Neben der Abhängigkeit von der Feldorientierung zeigt Abbildung 5.1 b ferner, dass die einstellbare Domänenweite in Abhängigkeit von  $\theta_H$  für dünne Schichten größer ist als für dicke Schichten. Ursache für die geringere Domänenweite in Schichten größerer Dicke bei gleicher Feldorientierung ist zum einen die proportional zum Schichtvolumen erhöhte Entmagnetisierungsenergie. Während der Entmagnetisierung nukleieren in dickeren Schichten viele dicht beieinander liegende Domänen, um das Streufeld an den Elementkanten zu minimieren. Zum anderen verschiebt sich das relevante Energiegleichgewicht mit zunehmender Dicke so, dass schmalere Domänen energetisch günstiger sind. Eine kurze Energieabschätzung für den Fall einer idealen Abschlussdomänenstruktur mit  $90^\circ$ -Wänden zwischen Grund- und Abschlussdomänen soll dies unterstreichen. Betrachtet wird ein Streifen mit der Breite  $b$ , der Dicke



**Abb. 5.2.:** Domänennukleation in einem  $40\mu\text{m} \times 9500\mu\text{m}$  CoFeB-Streifenelement der Dicke 60 nm bei unterschiedlicher Orientierung  $\theta_H$  des reduzierten äußeren Feldes  $h = H_0/H_k$ . Zu den Kerr-Aufnahmen in der oberen Bildreihe sind unten die rot gekennzeichneten Ausschnitte der ermittelten quantitativen Magnetisierungsorientierung gezeigt.

$t$ , einer Einheitslänge von einem Meter und einer Grunddomänenweite  $w$  (siehe Abb. 5.3). Das Ener-



**Abb. 5.3.:** Geometrie einer idealen Abschlussdomänenstruktur in einem langen Streifen der Breite  $b$ .

gieleichgewicht wird entscheidend durch die Anisotropieenergie  $E_a$  der Abschlussdomänen und die Energie der  $90^\circ$ - und  $180^\circ$ -Domänenwände bestimmt. Aus rein geometrischen Überlegungen ergeben sich ein Gesamtabschlussdomänenvolumen sowie die Längen der Domänenwände nach:

$$\begin{aligned}
 V_{\text{ha}} &= \frac{1}{2} w^2 t \cdot \frac{1\text{m}}{w}, \\
 l_{180} &= (b - w) \cdot \frac{1\text{m}}{w}, \\
 l_{90} &= 4\sqrt{2} w \cdot \frac{1\text{m}}{w}.
 \end{aligned}
 \tag{5.1}$$

Daraus lassen sich die Anisotropieenergie der Abschlussdomänen sowie die Gesamtwandenergie  $E_w$  berechnen:

$$E_a = \frac{1}{2} K_u w t \cdot 1\text{m}, \quad (5.2)$$

$$E_w = \left[ \gamma_{180} \cdot \left( \frac{b}{w} - 1 \right) + \gamma_{90} \cdot \sqrt{8} \right] \cdot 1\text{m}, \quad (5.3)$$

mit den spezifischen Wandenergien  $\gamma_{180}$  und  $\gamma_{90}$ . Die spezifischen Wandenergien selbst nehmen nur geringfügig mit der Schichtdicke zu [20]. Eine grobe Abschätzung der auf die Streifenbreite normierten Gleichgewichtsdomänenweite ergibt nach Minimierung der Summe von Gl. (5.2) und Gl. (5.3):

$$\frac{w_{\text{GG}}}{b} \approx \sqrt{\frac{2\gamma_{180}}{K_u t b}}. \quad (5.4)$$

Wird also die Schichtdicke bei konstanter Streifenbreite erhöht, nimmt die Gleichgewichtsdomänenweite tendenziell ab. Der experimentell beobachtete Trend schmalere Abschlussdomänenstrukturen in dickeren Schichten geht folglich nicht nur auf den Effekt der Streufeldenergie während der Nukleation, sondern auch auf das Energiegleichgewicht des Grundzustandes zurück. Gleichzeitig stellt sich folgende Frage: Wenn sich die Domänenweite des entmagnetisierten Domänenzustands über die Orientierung des Magnetfeldes während der Entmagnetisierung verändern lässt, welche der einstellbaren Domänenweiten repräsentiert dann den magnetischen Grundzustand minimaler Energie. Die Untersuchung von Proben unmittelbar nach ihrer Herstellung (thermisch entmagnetisierter Zustand) hat gezeigt, dass die Domänenweite des magnetischen Grundzustands ähnliche Domänenweiten aufweist wie der Domänenzustand nach Entmagnetisierung entlang der schweren Magnetisierungsachse ( $\theta_H = 90^\circ$ ).

Im folgenden Abschnitt werden der Einfluss der Domänenstruktur auf die dynamischen Eigenschaften diskutiert.

## 5.2. Magnetisierungsdynamik modifizierter 180-Grad-Domänenstrukturen im Nullfeld

Die dynamische Anregung der  $180^\circ$ -Magnetisierungskonfiguration mit Abschlussdomänen erfolgte zunächst ohne Anliegen eines statischen Magnetfeldes (Nullfeld) mittels eines Pulsfeldes  $h$  senkrecht zur Magnetisierung der Grunddomänen. Bei ausreichend kleiner Amplitude des gepulsten Magnetfeldes wurden infolge der dynamischen Charakterisierung keine irreversiblen Magnetisierungsprozesse beobachtet. Die über die magnetische Feldgeschichte erzeugten Domänenstrukturen entsprechen demzufolge metastabilen Zuständen minimaler Energie, die durch ausreichend hohe Energiebarrieren von benachbar-

ten Zuständen getrennt sind. Eine Anregung der Abschlussdomänen wird nicht erwartet, da die Magnetisierung dieser Bereiche parallel bzw. antiparallel zum Pulsfeld orientiert ist und damit kein Drehmoment erfährt. Ziel der folgenden Betrachtungen ist es, das Modell der dynamischen Domänenformanisotropie von Wolf et al. [46] für systematisch variierende Domänenweiten zu verifizieren und Ursachen für Unterschiede zwischen Theorie und Experiment aufzuzeigen.

### Berechnung der Domänenformanisotropie

Unter Berücksichtigung eines Domänenformanisotropie Terms lässt sich die akustische Domänenresonanzfrequenz  $f_r$  nach Gl. (2.17) unter der Annahme berechnen, dass  $N_z \approx 1$ . Ist die laterale Domänengröße sehr klein und damit nur geringfügig größer als die Schichtdicke ( $w < 100t$ ), wird im Folgenden der Entmagnetisierungsfaktor senkrecht zur Schichtebene  $N_z \neq 1$  für die Ermittlung von  $f_r$  mit berücksichtigt. Zudem wird an den hier untersuchten Streifenstrukturen, im Unterschied zu dem vereinfachten Modell von Wolf et al. [46], aufgrund von Abschlussdomänen kein magnetisches Streufeld außerhalb der Probe erzeugt. Der Streufeldbeitrag  $\Lambda_y M_s$  zweier Domänen zum effektiven Feld im Inneren der gemeinsamen Nachbardomäne kann demzufolge vernachlässigt werden. Es gilt:

$$f_r^2 = \left( \frac{\gamma \mu_0}{2\pi} \right)^2 [(H_k + (N_z - N_y) M_s) (H_k + [N_x - N_y] M_s)]. \quad (5.5)$$

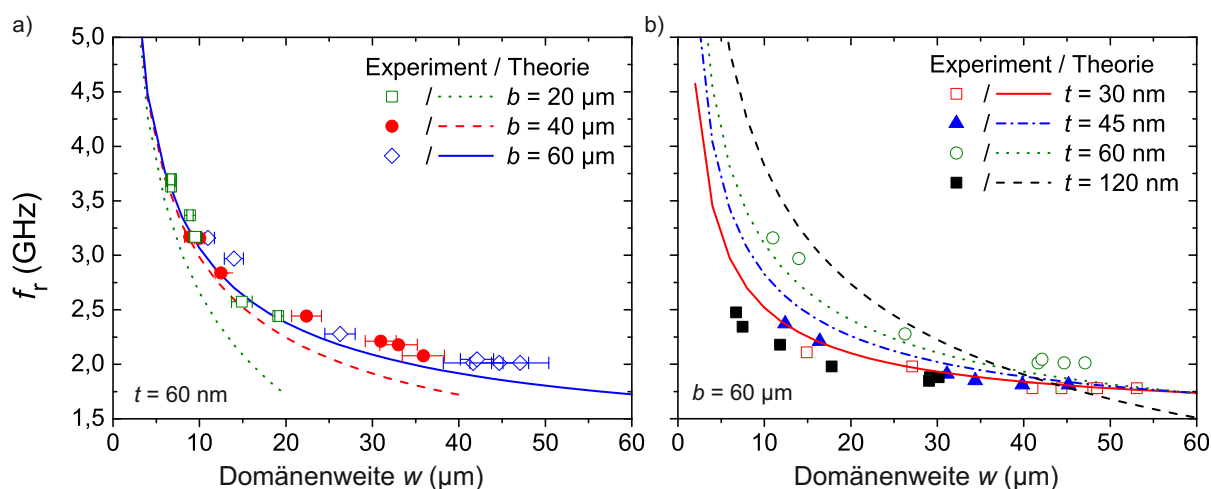
Wolf et al. [46] legen der Berechnung des Domänenformanisotropie Terms  $H_{\text{dom}} = M_s \cdot (N_x - N_y)$  die effektiven magnetometrischen Entmagnetisierungsfaktoren nach Aharoni [51] (siehe Anhang A) zu Grunde. Mit Hilfe dieser Faktoren lässt sich das mittlere Entmagnetisierungsfeld eines homogen magnetisierten rechtwinkligen Prismas abschätzen. Dabei hat sich jedoch gezeigt, dass dies zu einer starken Überschätzung der tatsächlichen Domänenresonanzfrequenzen führt. Ursache für die Diskrepanz zwischen theoretischen und experimentell gemessenen Werten liegt in der Vernachlässigung der Inhomogenität des entmagnetisierenden Feldes eines gesättigten Prismas bei Verwendung der magnetometrischen Entmagnetisierungsfaktoren. Nahe der Kanten mit  $\vec{n} \cdot \vec{M}_s \neq 0$  ist die Stärke des entmagnetisierenden Feldes sehr groß, fällt dann aber in Richtung der Elementmitte rasch ab. In 180°-Domänenstrukturen werden die Domänen beidseitig von Domänenwänden flankiert. Die Anregung einer homogenen Präzessionsbewegung der Domänenmagnetisierung wird nur für den inneren Bereich der Grunddomänen erwartet, in dem das lokale effektive Feld weitgehend homogen ist. Folglich ist für das Modell nicht das gemittelte Feld eines Prismas, sondern das tatsächliche Dipolfeld im Prismainneren ausschlaggebend. Nahe den Domänenwänden ist das effektive Feld aufgrund der inhomogenen Magnetisierung in den Wandausläufern stark inhomogen. Die Anregung einer uniformen Mode am Domänenrand ist demnach höchst unwahrscheinlich. Ferner wird die Beobachtung von am Domänenrand lokalisierten Moden hier nicht erwartet, da der Volumenanteil der Domänenrandbereiche am Gesamtdomänenvolumen und damit die Signalstärke möglicher Randmoden sehr klein sind. Aufgrund des lokal sehr hohen effektiven Feldwertes



ist eine nur sehr kleine Auslenkung der Magnetisierung bei gleichzeitig sehr hoher Präzessionsfrequenz zu erwarten. Mögliche Randmoden lägen folglich jenseits des Sensitivitäts- und Anregungsbereichs des verwendeten gepulsten Mikrowellenmagnetometers. Im Folgenden wird angenommen, dass die beobachtete Domänenresonanz nur im Inneren der Grunddomänen angeregt wird. Dies ist in Übereinstimmung mit den von Queitsch et al. gezeigten zeitaufgelösten magnetooptischen Untersuchungen [45] sowie den Ergebnissen aus mikromagnetischen Untersuchungen (siehe beispielsweise [39]). Den Berechnung der Domänenformanisotropie werden in dieser Arbeit deshalb die ballistischen Entmagnetisierungsfaktoren  $N'_i$  (siehe Anhang B) zu Grunde gelegt. Diese erlauben eine Abschätzung des entmagnetisierenden Feldes im Inneren eines gesättigten Prismas.

### Vergleich Modell und Experiment

Gemäß Gl. (5.5) ist eine Änderung der Domänenformanisotropie und damit der Resonanzfrequenz für unterschiedlich breite Streifenstrukturen und verschiedene Schichtdicken zu erwarten. Eine Erhöhung der Streifenbreite (größere Domänenausdehnung entlang  $y$ ) bei konstanter Domänenweite  $w$  und Schichtdicke  $t$  resultiert in einer Erhöhung der Domänenformanisotropie  $M_s (N'_x - N'_y)$ . In Abbildung 5.4 a sind die experimentell an unterschiedlich breiten CoFeB-Streifen der Schichtdicke 60 nm gemessenen Frequenzen den theoretisch ermittelten Werten (gestrichelte Linien) gegenübergestellt.



**Abb. 5.4.:** a) Mit abnehmender Domänenweite  $w$  wird eine Erhöhung der Resonanzfrequenz für CoFeB-Streifen unterschiedlicher Breite  $b$  der Dicke  $t = 60$  nm beobachtet. Dabei zeigt sich kein Effekt der Streifenbreite auf die Höhe der Resonanzfrequenz. b) Einfluss der Schichtdicke auf die Resonanzfrequenz. Die gleichfarbig dargestellten Kurven entsprechen den Frequenzen, wie sie nach Gl. (5.5) erwartet werden.

Für alle Streifenbreiten wird eine Zunahme der Resonanzfrequenz bei abnehmender Domänenweite beobachtet. Dies geht auf eine Erhöhung des entmagnetisierenden Feldes  $M_s N'_x$  im Inneren der zunehmend schmalen Domänen zurück. Gleichzeitig zeigen die theoretischen Kurven vor allem im Bereich

großer Domänenweiten eine Abhängigkeit von der Streifenbreite. Anhand der experimentellen Daten (Abb. 5.4 a) wird jedoch vermutet, dass die Resonanzfrequenz unabhängig von der Streifenbreite ist.

Betrachtet man den Einfluss der Schichtdicke auf die akustische Domänenresonanzfrequenz (Abb. 5.4 b) bei konstanter Streifenbreite, ist eine vergleichsweise gute Übereinstimmung zwischen experimentell und theoretisch bestimmten Werten für die Schichtdicken 30, 45 und 60 nm zu erkennen. Dabei nimmt die Resonanzfrequenz bei konstanter Streifenbreite und Domänenweite mit zunehmender Schichtdicke zu. Ursache ist wieder eine Erhöhung von  $M_s (N'_x - N'_y)$  durch die Reduktion des Entmagnetisierungsfaktors senkrecht zur Schichtebene. Von diesem Trend deutlich abweichend sind jedoch die experimentell ermittelten Frequenzen der 120 nm Schicht. Die akustische Domänenresonanzfrequenz ist gegenüber den Werten der dünneren Schichten und dem theoretischen Verlauf deutlich reduziert.

Es muss folglich zusätzliche Faktoren geben, die die Gültigkeit des von Wolf et al. [46] entwickelten Modells einschränken und die Abweichungen zwischen den theoretisch und experimentell ermittelten Domänenresonanzfrequenzen erklären. Im Folgenden werden zunächst der Einfluss der Abschlussdomänen und anschließend die Rolle der Domänenwände diskutiert.

### 5.2.1. Effekt der Abschlussdomänen

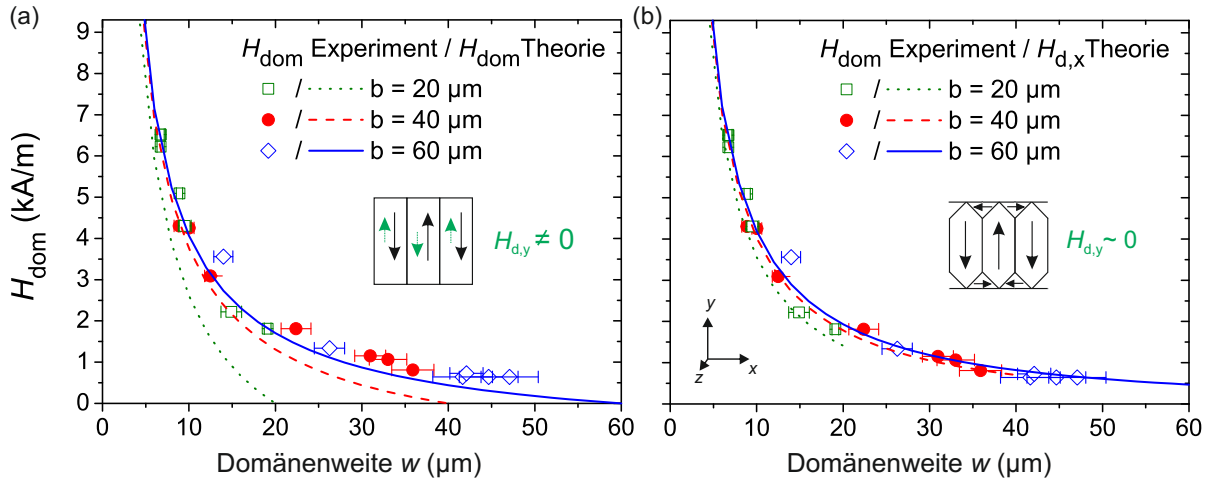
Für die hier gezeigten Messungen ist der Einfluss von  $N_z < 1$  auf die Resonanzfrequenz ausreichend klein und kann vernachlässigt werden. Damit kann das Domänenformanisotropiefeld experimentell aus der Differenz der Frequenzen eines Streifens mit Domänenstruktur  $f_{r,dom}$  und einer ausgedehnten Referenzschicht  $f_{r,ext}$  im Nullfeld abgeschätzt werden:

$$f_{r,dom}^2 - f_{r,ext}^2 = \left( \frac{\gamma\mu_0}{2\pi} \right)^2 M_s (H_k + H_{dom}^{exp} - H_k), \quad (5.6)$$

$$H_{dom}^{exp} = \left( \frac{2\pi}{\gamma\mu_0} \right)^2 \frac{1}{M_s} (f_{r,dom}^2 - f_{r,ext}^2).$$

Abbildung 5.5 zeigt die Domänenformanisotropiefelder für die bereits im vorangegangenen Abschnitt diskutierten Streifen unterschiedlicher Breite.

Anhand von Abbildung 5.5 a wird eine zunehmende Abweichung der berechneten Domänenformanisotropiefelder  $H_{dom}$  (Linien) mit  $w \rightarrow b$  von den experimentellen Werten deutlich. Ist die Domänenweite gleich der Streifenbreite, so ist  $N_x = N_y$  und  $H_{dom} = 0$ . Die experimentellen Werte hingegen sind, wie im vorangegangenen Abschnitt bereits beschrieben, von der Streifenbreite unabhängig und tendieren zudem für  $w \rightarrow b$  zu einem  $H_{dom}^{exp} \neq 0$ . Ursache für die Diskrepanz zwischen experimentellem und berechnetem  $H_{dom}$  ist die Vernachlässigung der Abschlussdomänen im vereinfachten magnetischen Domänenmodell, da Wolf et al. [46] eine reine  $180^\circ$  Magnetisierungskonfiguration betrachten.



**Abb. 5.5.:** Experimentell und theoretisch ermittelte Domänenanisotropiefelder für variierende Domänenweite  $w$  in CoFeB-Streifen unterschiedlicher Breiten  $b$  bei einer Schichtdicke von 60 nm. Die theoretische Berechnung der Domänenformanisotropie erfolgte in a) analog zu Ref. [46] für ein vereinfachtes 180°-Domänenmodell (siehe Skizze) mit  $H_{\text{dom}} = M_s(N'_x - N'_y)$  und  $N'_y \neq 0$ . In b) werden die experimentellen Werte mit  $H_{\text{dom}} = M_s N'_x$  verglichen, da aufgrund der Abschlussdomänen der magnetische Fluss an den Streifenkanten geschlossen wird und  $N'_y = 0$ .

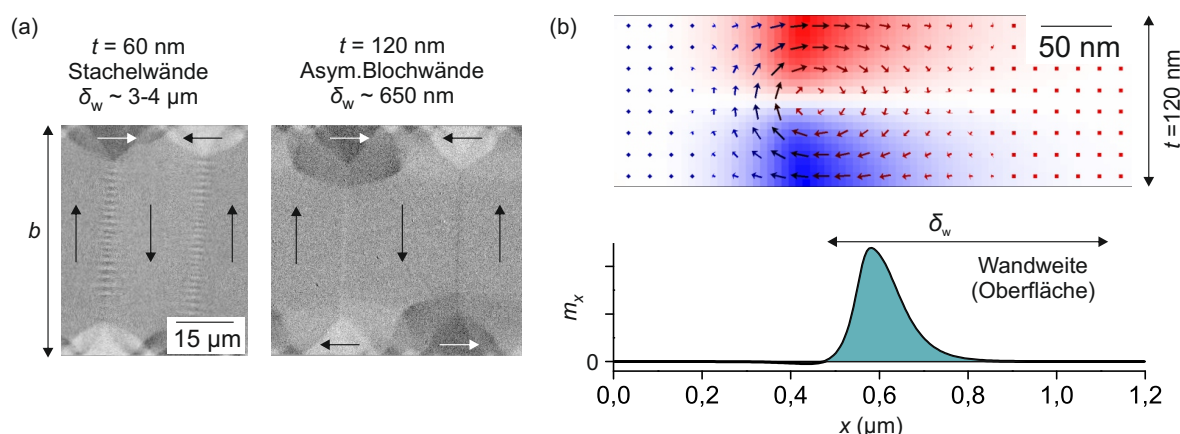
Das Anisotropiefeld der Domänen ergibt sich aus der Differenz der Entmagnetisierungsfelder einer fiktiv entlang der  $x$ - und  $y$ -Achse magnetisierten Domäne gegebener Größe. Ein von Null verschiedenes Entmagnetisierungsfeld für den parallel zu  $x$ -Achse gesättigten Zustand ergibt sich aus der Annahme, dass die Permeabilität der Domänenwände im Frequenzbereich der Domänenresonanz gleich Null ist bzw. deutlich von der der Domäne abweicht. Demzufolge wirkt die Domänenwand als Grenzfläche, an der die Divergenz der Magnetisierung ein zur Magnetisierung entgegengesetzt orientiertes entmagnetisierendes Feld  $H_{d,x}$  bewirkt. Für eine reine 180° Magnetisierungskonfiguration ohne Abschlussdomänen resultiert  $H_{d,y}$  aus der Divergenz der Magnetisierung an den Streifenkanten.

Bilden sich hingegen Abschlussdomänen zur Verminderung der Streufeldenergie aus, wird der magnetische Fluss von einer Grunddomäne zur Nachbardomäne über die Abschlussdomäne transportiert. Eine Divergenz der Magnetisierung besteht nur lokal an den 90°-Néelwänden zwischen Grund- und Abschlussdomänen. Das Vorzeichen von  $\text{div}M$  in den Ausläufern links und rechts der 90°-Wände ist jedoch entgegengesetzt, sodass das resultierende entmagnetisierende Feld stark in der Wand lokalisiert ist und nur einen vernachlässigbar kleinen Beitrag zum Feld in der Domäne liefert. Folglich kann das Entmagnetisierungsfeld  $H_{d,y}$  in einer parallel zur  $y$ -Achse magnetisierten Grunddomäne innerhalb einer Abschlussdomänenstruktur als vernachlässigbar klein betrachtet werden. Das im hf-Regime zum effektiven Feld beitragende Domänenformanisotropiefeld ergibt sich folglich aus dem nur geringfügig mit der Streifenbreite, aber wesentlich mit der Domänenweite variierenden  $H_{d,x}$  (für  $b, w \gg t$ ). Die Abweichung der Grunddomänenform von der eines rechtwinkligen Prismas bei Ausbildung von Abschlussdomänen wird hier vernachlässigt. Anhand von Abbildung 5.5 b wird die gute Übereinstimmung der experimen-

tellen Domänenformanisotropiefelder mit den theoretischen  $H_{d,x}$  über den gesamten Domänenweitenbereich hin deutlich. Für Abschlussdomänenstrukturen ohne äußeres Streufeld wird deshalb von nun an  $H_{\text{dom}} = H_{d,x} = M_s N'_x$  herangezogen.

### 5.2.2. Effekt kleiner Domänenwandweiten

Für die 120 nm dünne Schicht ist aus Abbildung 5.4 eine deutliche Abweichung der experimentellen Werte von den nach Wolf et al. [46] theoretisch ermittelten Domänenresonanzfrequenzen hervorgegangen. Diese ist nicht allein auf den im vorangegangenen Abschnitt diskutierten Einfluss der Abschlussdomänen zurückführbar. Ein Vergleich der Domänenstruktur bei eingestelltem Wandkontrast (siehe Abb.5.6 a) zeigt eine verstärkte Ausbildung komplexer Tulpenmuster [20] im Bereich der Abschlussdomänen der 120 nm dünnen Schicht. Die Tulpendomänen spielen jedoch für die Erklärung der reduzierten Domänenresonanz eine vernachlässigbare Rolle. So wurde bereits gezeigt, dass die Domänenresonanz in Abschlussdomänenstrukturen nicht von der Domänenlänge  $b$  abhängig ist, solange  $b$  deutlich größer als  $w$  ist.



**Abb. 5.6.:** a) 180° Abschlussdomänenstrukturen einer 60 und einer 120 nm Schicht. Bei einer Schichtdicke von 120 nm werden anstelle der breiten Stachelwände die oberflächennahen Drehbereiche asymmetrischer Blochwände beobachtet. Mit Hilfe einer mikromagnetischen Simulation wurde die Wandweite der asymmetrischen Blochwand aus dem Verlauf der  $m_x$ -Komponente der letzten Simulationszellen vor der Schichtoberfläche auf  $\approx 635$  nm bestimmt [93].

Entscheidend ist hingegen der unterschiedliche Domänenwandtyp zwischen benachbarten 180°- Domänen. Die im vorangegangenen Abschnitt diskutierte Domänendynamik wurde an strukturierten Schichten mit  $t \leq 60$  nm gemessen. Die Grunddomänen sind, wie in der Kerr-Aufnahme (Abb. 5.6 a, links) erkennbar, durch Stachelwände voneinander getrennt. Die Stachelarme der Wände reichen weit in das Domänenvolumen hinein. Anhand der magnetooptischen Kerr-Aufnahmen wurde die Ausdehnung der Stachelwände auf etwa 3 bis 4  $\mu\text{m}$  geschätzt. Für die hier getroffene Annahme, dass die Permeabilität der Domänenwände im Frequenzbereich der Domänenresonanz gleich Null ist, kann man die Domä-

nenformanisotropie für große effektive Domänenwandweiten gut über die entmagnetisierenden Felder in magnetostatisch voneinander isolierten Prismen beschreiben.

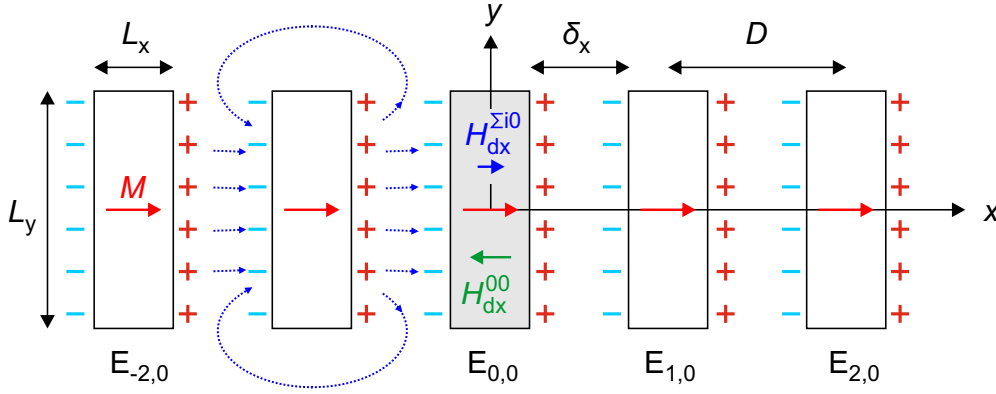
In einer 120 nm Schicht hingegen beobachtet man im Nullfeld 180°-asymmetrische Blochwände. Die Néel-artigen Abschlüsse dieses Wandtyps an der Schichtoberseite sind in der Kerr-Aufnahme (rechts) als schwache helle und dunkle Linien erkennbar. Die Wanddicke ist gegenüber der effektiven Stachelwandweite deutlich reduziert. Um die tatsächliche Wanddicke der asymmetrischen Blochwand abschätzen zu können, wurde die Magnetisierungsverteilung mikromagnetisch simuliert, wie in Abschnitt 2.2.1 beschrieben. Die Vektorgrafik in 5.6 b zeigt den Magnetisierungsverlauf im Bereich der asymmetrischen Blochwand über den Querschnitt einer 120 nm dünnen Schicht. Im linken Randbereich der Abbildung zeigt die Magnetisierung aus der Ebene heraus, im rechten in die Ebene hinein. Im Übergangsbereich dreht die Magnetisierung, wobei mit zunehmender Nähe zu den Schichtoberflächen der Néel-Charakter der Wand zunimmt. Anhand der  $m_x$ -Komponente der Magnetisierung in der letzten Simulationsebene vor Erreichen der Oberfläche wurde die Wandweite  $\delta_w$  [93] der asymmetrischen Blochwand auf ca. 635 nm bestimmt. Diese numerisch ermittelte Wanddicke ist in guter Übereinstimmung mit Werten von Trunk et al. [94].

Um abschätzen zu können, wie die jeweils im Abstand der effektiven Wandweite benachbarten Domänen das Domänenformanisotropiefeld einer Domäne beeinflussen, wird in vereinfachter Darstellung anstelle eines einzelnen Prismas ein hypothetisch entlang der  $x$ -Achse gesättigtes Prisma in Nachbarschaft weiterer Prismen im Abstand  $\delta_x$  betrachtet. Dazu erfolgt zunächst ein Einschub zur analytischen Bestimmung der magnetostatischen Wechselwirkung in einem eindimensionalen Elementensemble.

### Magnetostatische Wechselwirkung in einem eindimensionalen Elementensemble

Beispielhaft wird ein Element  $E_{0,0}$  mit der Dimension  $L_x \times L_y \times t$  betrachtet, dessen Mittelpunkt im Koordinatenursprung liegt und das sich im Zentrum einer eindimensionalen Reihe gesättigter Elemente befindet (siehe Abb. 5.7). Der Abstand zwischen den einzelnen Prismen sei konstant  $\delta_x$ . Ziel ist die Berechnung des entmagnetisierenden Feldes  $H_{d,x}$  im Inneren eines Prismas ( $x = y = 0$ ) unter Berücksichtigung der magnetostatischen Wechselwirkung mit seinen Nachbarelementen. Aufgrund der Abschlussdomänen spielt das Dipolfeld parallel zu  $y$  an dieser Stelle keine Rolle. Wird der allgemeine Fall von alternierend magnetisierten 180°-Domänen ohne Abschlussbereiche betrachtet, verändert die Berücksichtigung der effektiven Wandweite in erster Linie das Wechselwirkungsfeld  $M_s \Lambda_y$  entlang  $y$  (siehe Gl. (2.17)).

Von den geladenen Oberflächen des Elements  $E_{0,0}$  geht im Inneren ein entmagnetisierendes Feld  $H_{dx}^{00}$  aus, das der Magnetisierung entgegengerichtet ist. Gleichzeitig wirkt auf  $E_{0,0}$  das Streufeld jedes seiner Nachbarelemente  $H_{dx}^{i0}$  ( $i \neq 0$ ). Die Summe dieser Streufelder  $H_{dx}^{\Sigma i0}$  wird im Folgenden als Array-Feld bezeichnet. Das Array-Feld ist dem eigenen entmagnetisierenden Feld des zentralen Elements entgegengerichtet. Die Pole an den weit entfernt liegenden linken und rechten äußeren Rändern der Elementkette



**Abb. 5.7.:** Eindimensionale Kette von fünf rechteckigen Prismen der Ausdehnung  $L_x \times L_y$ , die entlang  $x$  magnetisch gesättigt sind. Im Element  $E_{0,0}$  wirkt sein eigenes entmagnetisierendes Feld  $H_{dx}^{00}$ , das seiner Magnetisierung  $M$  entgegengerichtet ist. Ebenso wirkt auf  $E_{0,0}$  die Summe der Streufelder seiner vier Nachbarelemente  $H_{dx}^{\Sigma i 0}$  ( $i \neq 0$ ). Schematisch ist der Verlauf des Streufeldes für das linke Nachbarerelement skizziert. Dieses sogenannte Array-Feld wirkt parallel zur Magnetisierung und verringert somit den entmagnetisierenden Effekt von  $H_{dx}^{00}$ .

spielen für das Vorzeichen des Array-Feldes keine Rolle. In Elementensembles mit kleinen Elementabständen können Entmagnetisierungseffekte aufgrund der Überlagerung von  $H_{dx}^{00}$  und  $H_{dx}^{\Sigma i 0}$  nicht mehr ausschließlich anhand der für ein Einzelelement gültigen Entmagnetisierungsfaktoren abgeschätzt werden. Um die magnetostatische Wechselwirkung in einem eindimensionalen Ensemble quantitativ zu beschreiben, wird im Folgenden der Beitrag von  $H_{dx}^{\Sigma i 0}$  zum Gesamtfeld in  $E_{0,0}$  berechnet.

Die Geometrie des Ensembles wird beschrieben durch:

$$\begin{aligned}
 dV &= dx dy dz & dV' &= dx' dy' dz' \\
 -\frac{L_x}{2} &\leq x \leq \frac{L_x}{2} & D_i - \frac{L_x}{2} &\leq x' \leq D_i + \frac{L_x}{2} \\
 -\frac{L_y}{2} &\leq y \leq \frac{L_y}{2} & \frac{L_y}{2} &\leq y' \leq \frac{L_y}{2} \\
 -\frac{t}{2} &\leq z \leq \frac{t}{2} & -\frac{t}{2} &\leq z' \leq \frac{t}{2},
 \end{aligned} \tag{5.7}$$

wobei sich  $V$  und  $V'$  jeweils auf die Volumina von  $E_{0,0}$  bzw.  $E_{i,0}$  beziehen und  $D_i = i(L_x + \delta_x)$  der Abstand zwischen den Mittelpunkten der Elemente  $E_{0,0}$  und  $E_{i,0}$  ist.

Ausgehend von Gl. 2.6 ist nach Aharoni [49] das Streufeld eines Elements  $E_{i,0}$  ( $i \neq 0$ ) im Inneren des Elements  $E_{0,0}$  gegeben durch:

$$H_{dx}^{i0} = -\frac{M_s}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x} \int_{V_{E_{i0}}} dV' \frac{(x - x') \cdot m_x(x')}{[(x - x')^2 + (y - y')^2 + (z - z')^2]^{3/2}}. \tag{5.8}$$

Dabei gilt für das in Abb. 5.7 skizzierte Elementensemble  $x \neq x'$  und  $m_x = 1$ . Da die Schichtdicke gegenüber den übrigen Dimensionen zunächst als klein ( $t \ll \delta_x, L_x, L_y$ ) betrachtet wird, vereinfacht

sich der Ausdruck nach Integration bezüglich  $z'$  analog zur Vorgehensweise von Wolf et al. [19] zu:

$$H_{\text{dx}}^{\text{i}0} = -\frac{M_{\text{st}}}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x} \int dx' dy' \frac{(x-x') \cdot m_x(x')}{[(x-x')^2 + (y-y')^2]^{3/2}}. \quad (5.9)$$

Die Integration bezüglich  $x'$  unter Verwendung der Integrationsgrenzen (Gl. (5.7)) liefert für  $(y-y') \neq 0$ :

$$\begin{aligned} H_{\text{dx}}^{\text{i}0} &= -\frac{M_{\text{st}}}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x} \int dy' \left| \frac{1}{\sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2}} \right|_{D_i-L_x/2}^{D_i+L_x/2} \\ &= -\frac{M_{\text{st}}}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x} \int dy' \left( \frac{1}{\sqrt{(x-D_i-L_x/2)^2 + (y-y')^2}} - \frac{1}{\sqrt{(x-D_i+L_x/2)^2 + (y-y')^2}} \right). \end{aligned} \quad (5.10)$$

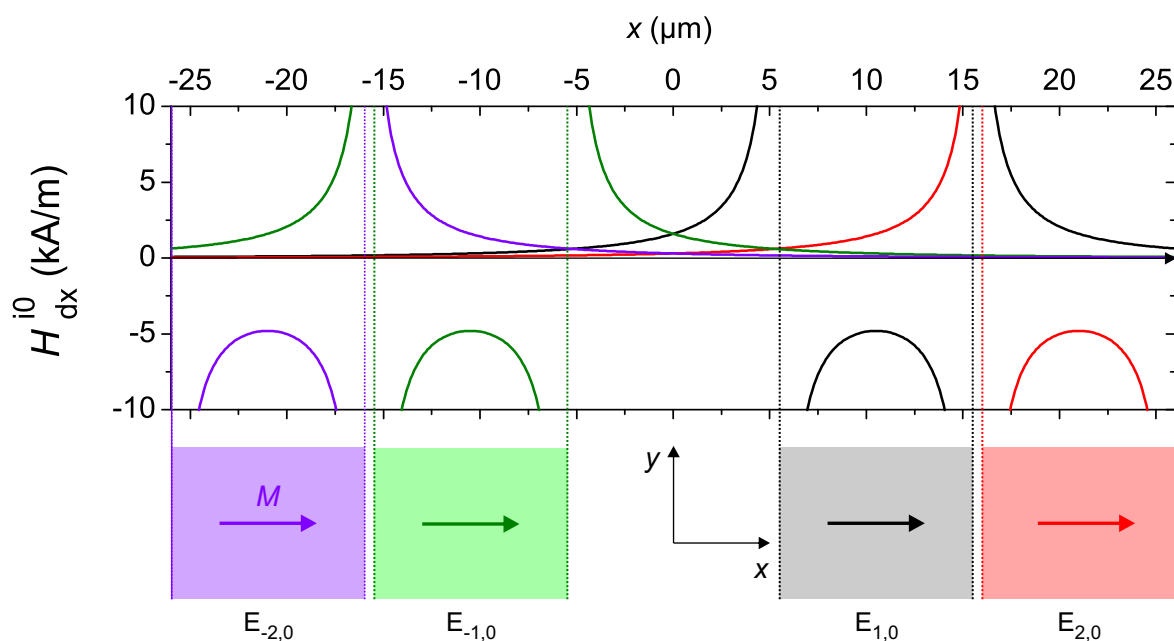
Die Nebenbedingung,  $(y-y') \neq 0$ , bedeutet, dass vom Element  $E_{i0}$  ein schmaler Streifen der Breite  $-\epsilon \leq y' \leq \epsilon$  mit  $\epsilon \rightarrow 0$  bei der Feldberechnung nicht berücksichtigt wird. Die Integration bezüglich  $y'$  ergibt:

$$\begin{aligned} H_{\text{dx}}^{\text{i}0} &= \frac{M_{\text{st}}}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x} \left| \operatorname{arsinh} \frac{(y-y')}{(x-D_i-L_x/2)} - \operatorname{arsinh} \frac{(y-y')}{(x-D_i+L_x/2)} \right|_{-L_y/2}^{L_y/2} \\ &= \frac{M_{\text{st}}}{4\pi} \frac{\partial}{\partial x} \left( \operatorname{arsinh} \frac{(y-L_y/2)}{(x-D_i-L_x/2)} - \operatorname{arsinh} \frac{(y-L_y/2)}{(x-D_i+L_x/2)} - \operatorname{arsinh} \frac{(y+L_y/2)}{(x-D_i-L_x/2)} + \operatorname{arsinh} \frac{(y+L_y/2)}{(x-D_i+L_x/2)} \right). \end{aligned} \quad (5.11)$$

Schließlich folgt für  $H_{\text{dx}}^{\text{i}0}$  durch Ableitung nach  $x$

$$\begin{aligned} H_{\text{dx}}^{\text{i}0} &= -\frac{M_{\text{st}}}{4\pi} \left( \frac{(y-L_y/2)}{(x-D_i-L_x/2)\sqrt{(x-D_i-L_x/2)^2 + (y-L_y/2)^2}} - \frac{(y-L_y/2)}{(x-D_i+L_x/2)\sqrt{(x-D_i+L_x/2)^2 + (y-L_y/2)^2}} \right. \\ &\quad \left. - \frac{(y+L_y/2)}{(x-D_i-L_x/2)\sqrt{(x-D_i-L_x/2)^2 + (y+L_y/2)^2}} + \frac{(y+L_y/2)}{(x-D_i+L_x/2)\sqrt{(x-D_i+L_x/2)^2 + (y+L_y/2)^2}} \right). \end{aligned} \quad (5.12)$$

In Abb. 5.8 sind die ortsabhängigen Dipolfelder  $H_{\text{dx}}^{\text{i}0}$  von vier Nachbarn ( $i = -2, -1, 1, 2$ ) eines im Koordinatenursprung befindlichen Prismas für  $y = 0$  dargestellt. Im Inneren eines jeden Prismas verursacht die homogene Magnetisierung entlang  $x$  ein der Magnetisierung entgegengerichtetes (negatives) Feld. Im Außenraum ist das Dipolfeld jedes Prismas hingegen positiv und klingt mit zunehmender Entfernung von den geladenen Oberflächen ab. Folglich überlagern sich im Zentrum des Ursprungsprismas ( $x = y = 0$ ) die Streufelder seiner Nachbarn zu einem positiven Array-Feld.



**Abb. 5.8.:** Sich überlagernde Dipolfelder von vier Prismen, von denen jeweils zwei die linken und rechten Nachbarn eines im Ursprung liegenden Prismas sind ( $y = 0$ ,  $L_x = 10 \mu\text{m}$ ,  $L_y = 30 \mu\text{m}$ ,  $t = 100 \text{ nm}$ ,  $M_s = 796 \text{ kA/m}$  und  $\delta_x = 0,05L_x$ ). Außerhalb jedes Einzelprismas ist sein Streufeld positiv, sodass sich im Zentrum des Ursprungsprismas die Streufelder aller Nachbarn zu einem positiven Array-Feld überlagern. Im Inneren der Einzelprismen wirkt ihr eigenes Entmagnetisierungsfeld der Magnetisierung entgegen.

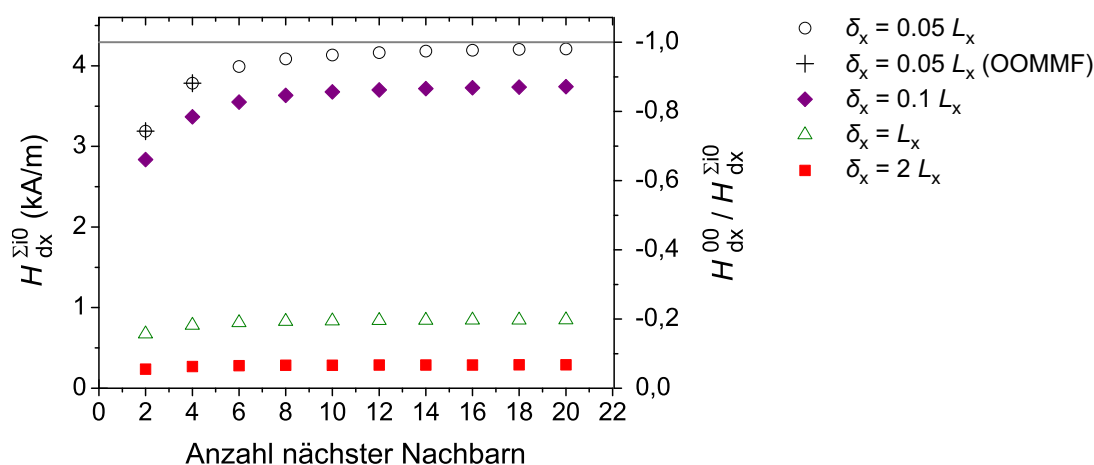


Die Summe der Streufelder aller Nachbarn ist:

$$H_{dx}^{\Sigma i0} = \sum_{i=1}^{\infty} 2H_{dx}^{i0}, \quad (5.13)$$

wobei der Faktor 2 die Tatsache widerspiegelt, dass zu jedem Nachbarn  $E_{i,0}$  mit  $i > 0$  ein Nachbar  $E_{-i,0}$  mit dem gleichen Streufeldbeitrag existiert (vgl. Abb. 5.7).

Abbildung 5.9 zeigt für ein eindimensionales Beispielsenble das aufsummierte magnetostatische Feld aller Elemente  $E_{i,0}$  an der Stelle  $x = y = 0$  in Abhängigkeit der Anzahl berücksichtigter Nachbarn für verschiedene Elementabstände  $\delta_x$ .



**Abb. 5.9.:** Analytisches Array-Feld  $H_{d,x}$  in Abhängigkeit der Anzahl der Nachbarelemente in einem eindimensionalen Ensemble mit  $L_x = 10 \mu\text{m}$ ,  $L_y = 30 \mu\text{m}$ , einer Dicke von  $t = 100 \text{nm}$  und  $M_s = 796 \text{kA/m}$ . Mit zunehmendem Elementabstand  $\delta_x$  sinkt der Beitrag des Array-Felds zum Gesamtfeld in  $E_{0,0}$ . Zum Vergleich ist als horizontale Linie das mit Hilfe der ballistischen Entmagnetisierungsfaktoren berechnete  $|H_{dx}^{00}| = |-M_s N'_x|$  eines einzelnen Elements gezeigt. Die numerisch mit OOMMF ermittelten Werte für  $\delta_x = 0,05L_x$  zeigen Übereinstimmung mit den analytischen Werten.

Mit Zunahme der berücksichtigten nächsten Nachbarn nimmt  $H_{dx}^{\Sigma i0}$  zunächst rasch zu, konvergiert aber bereits für nur wenige Nachbarelemente gegen einen Grenzwert. Das Streufeld der unmittelbaren Nachbarn hat demzufolge einen starken Einfluss auf das magnetostatische Gesamtfeld in  $E_{0,0}$ , während weiter entfernt liegende Elemente kaum eine Rolle spielen. Mit abnehmendem Elementabstand  $\delta_x$  nimmt das Array-Feld zu. So ist für  $\delta_x = 0,05L_x$  anhand des Verhältnisses  $H_{dx}^{00}/H_{dx}^{\Sigma i0} \rightarrow -1$  erkennbar, dass das Arrayfeld im Elementinneren in der Größenordnung des eigenen Entmagnetisierungsfeldes liegen kann. Ist der Elementabstand in einem Ensemble verhältnismäßig klein gegenüber den Elementdimensionen, kann demzufolge die Formanisotropie eines Elements durch magnetostatische Wechselwirkung entscheidend von seiner Umgebung beeinflusst werden.

### Magnetostatische Wechselwirkung bei kleinen Wandweiten

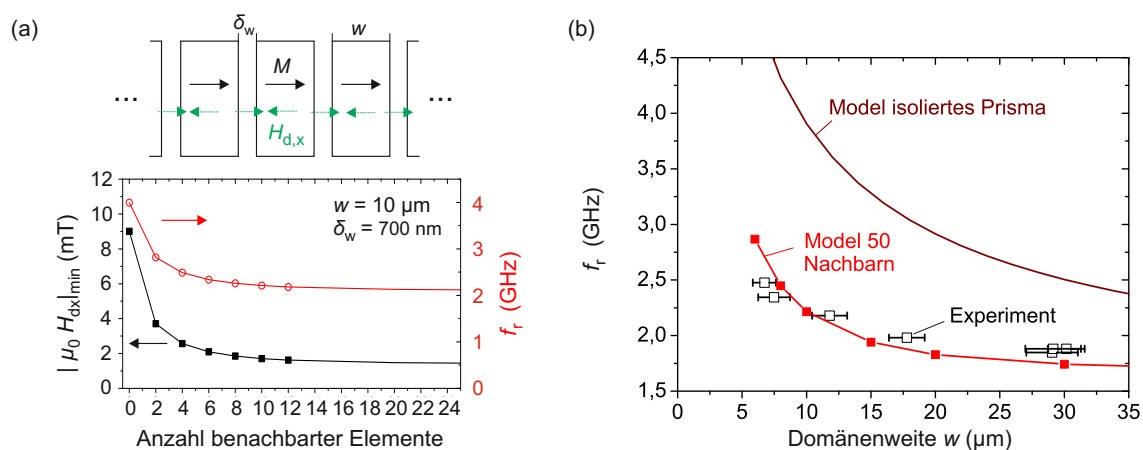
Für Abschlussdomänenstrukturen mit 180°-asymmetrischen Blochwänden geringer Wandweite  $\delta_w$  bedeutet das Ergebnis der analytischen Betrachtungen, dass das Domänenformanisotropiefeld aufgrund der kleinen Domänenwandweiten deutlich reduziert sein kann. Der Grund ist eine Reduktion des entmagnetisierenden Feldes im Inneren einer dynamisch angeregten Domäne durch das entgegen gerichtete magnetostatische Streufeld aller seiner Nachbarn. Dieses sogenannte Array-Feld kann für sehr schmale Wände durchaus in der Größenordnung des eigenen Entmagnetisierungsfeldes liegen und dieses nahezu kompensieren.

Für ein entlang  $x$  gesättigtes Prisma, dessen linke und rechte Nachbarn sich jeweils im Abstand nahe der numerisch ermittelten Wandweite  $\delta_w = 700$  nm befinden, wurde das Dipolfeld im Prismainneren mittels mikromagnetischer Simulation sowie analytisch nach Gl. (5.12) und (5.13) ermittelt. Mit zunehmender Zahl berücksichtigter Nachbareremente (siehe Abb. 5.10 a, unten) nimmt das Dipolfeld im Inneren des Elements rasch ab und liegt deutlich unterhalb des Entmagnetisierungsfeldes eines isolierten Prismas. Beispielsweise konvergiert  $H_{d,x}$  für eine Prismenbreite  $w = 10 \mu\text{m}$  schnell auf ein Fünftel von  $H_{d,x}(\text{isoliert})$ . Gleichermaßen sinkt die Resonanzfrequenz aufgrund der magnetostatischen Wechselwirkung zwischen benachbarten Domänen.

Legt man der Berechnung der akustischen Domänenresonanzfrequenz das reduzierte Domänenformanisotropiefeld  $H_{d,x}$  eines Prismas mit 50 Nachbarerementen zugrunde, wird eine gute Übereinstimmung zwischen den experimentell und theoretisch ermittelten Werten erzielt (siehe Abb. 5.10 b). Die deutlich kleinere Änderung der akustischen Domänenresonanzfrequenz bei variierender Domänenweite in 120 nm dünnen Elementen verglichen mit Strukturen der Schichtdicke 60 nm geht folglich auf die geringe Wandweite und das damit reduzierte Domänenformanisotropiefeld zurück.

Zu klären bleibt zum einen, welchen Einfluss die Domänenwandweite auf die Größe der Domänenformanisotropie in dünneren Schichten mit breiten Stachelwänden hat. Zum anderen ist die reale Domänenweite  $w'$  gegenüber den anhand der longitudinalen Kerr-Aufnahmen bestimmten Werte  $w$  um  $2 \cdot \frac{1}{2} \delta_w$  reduziert. Damit wird die theoretische Domänenformanisotropie über zwei Mechanismen von der Wandweite bestimmt: (i) Mit abnehmender Domänenwandweite nimmt die dynamische Dipolwechselwirkung zwischen benachbarten Domänen zu. (ii) Mit zunehmender Domänenwandweite nimmt die Breite der Prismen ab, wodurch das eigene Entmagnetisierungsfeld im Inneren zunimmt. Mit Hilfe von Abb. 5.11 soll abgeschätzt werden, inwieweit die bisher für 60 nm dünne Schichten abgeschätzten Werte ohne Berücksichtigung der endlichen Wandweiten fehlerbehaftet sind.

Dazu wird analytisch das entmagnetisierende Feld  $H_{d,x}$  (bzw.  $f_r$ ) eines Prismas der Breite  $w = 10 \mu\text{m}$  ( $20 \mu\text{m}$ ) in Nachbarschaft von 50 weiteren Elementen für einen variierenden Elementabstand  $\delta_w$  berechnet. Analog dazu wird  $H_{d,x}$  für Prismen mit einer um die Wandweite korrigierten Breite  $w' = 10 \mu\text{m} - \delta_w$  ermittelt. Beide Werte werden mit dem entmagnetisierenden Feld im Inneren eines einzelnen isolierten



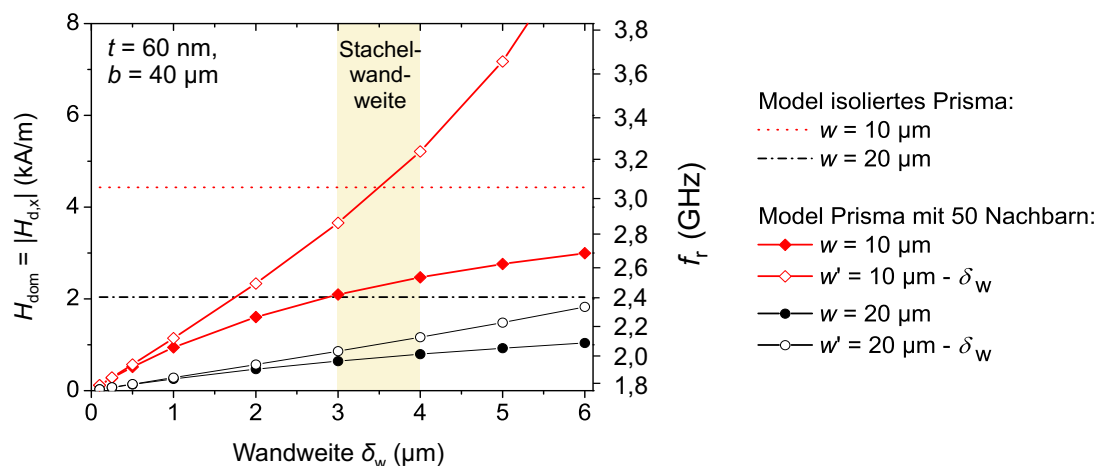
**Abb. 5.10.:** a) Für kleine Wandweiten  $\delta_w \ll w$  wird für die Berechnung des entmagnetisierenden Feldes im Inneren eines Elements die Präsenz von Nachbarelementen im Abstand  $\delta_w$  berücksichtigt. Mit zunehmender Zahl berücksichtigter Nachbarn nimmt  $H_{d,x}$  und damit die akustische Domänenresonanzfrequenz  $f_{ac}$  der Abschlussdomänenstruktur rasch ab. Die Datenpunkte sind Ergebnis mikromagnetischer Simulationen, die durchgezogene Linie entspricht dem analytischen Pendant. b) Für die Berechnung von  $f_r$  für unterschiedliche Domänenweiten wurde ein  $H_{dom}$  unter Berücksichtigung von 50 Nachbarn herangezogen. Während die für das Modell eines Einzelprismas ( $\mu_0 H_k = 2,3$  mT) gerechnete Kurve deutlich von den experimentellen Werten abweicht, resultiert die Berücksichtigung der kleinen Wandweiten in einer guten quantitativen Übereinstimmung zwischen Experiment und Modell.

Prismas  $|H_{d,x}| = |-N'_x M_s|$  (horizontale Linien in Abb. 5.11) verglichen, das – wie in den vorangegangenen Abschnitten – mit Hilfe des ballistischen Entmagnetisierungsfaktors berechnet wurde.

Wird die Reduktion der effektiven Domänenweite aufgrund der zunehmenden Wandausdehnung zunächst *nicht* berücksichtigt (volle Symbole), nimmt die Domänenformanisotropie (und  $f_r$ ) mit zunehmendem  $\delta_w$  asymptotisch bis zum Wert des Einzelprismas zu. Grund ist die abnehmende Dipolwechselwirkung zwischen benachbarten Elementen, je größer deren Abstand ist. Wird hingegen die um  $\delta_w$  korrigierte effektive Domänenweite  $w'$  (offene Symbole) betrachtet, dominiert vor allem für den Fall der schmalen Domänen schon für moderate Domänenwandweiten die Form der Elemente über deren magnetostatische Wechselwirkung. Solange  $\delta_w \ll w$  spielt die Korrektur der Domänenweite um die Wandweite keine bedeutende Rolle. Dies erklärt die bisher gute quantitative Übereinstimmung der experimentell und theoretisch ermittelten Domänenresonanzfrequenzen im Regime der asymmetrischen Blochwand (vgl. Abb. 5.10 b).

Für die untersuchten Schichten im Stachelwandregime ( $\delta_w \approx 3 - 4 \mu\text{m}$ ) stellt die Berechnung der Domänenformanisotropie auf Grundlage eines Einzelprismas eine gute Näherung dar. Der Fehler beim Abschätzen der Resonanzfrequenzen ist abhängig von  $w$  und wird auf  $\pm 0,3$  GHz geschätzt.

Zusammenfassend wurde gefunden, dass sich die Frequenz der akustischen Domänenresonanzmode über einen zusätzlichen Beitrag, dem Domänenformanisotropiefeld, zum effektiven Feld abschätzen lässt. Al-



**Abb. 5.11.:** Das theoretische Domänenformanisotropiefeld und die akustische Domänenresonanzfrequenz für 180°-Domänen eines 40  $\mu\text{m}$  breiten und 60 nm dünnen Streifens in Abhängigkeit der Wandweite  $\delta_w$ . Die zwei horizontalen Linien entsprechen den theoretischen Werten für je ein Einzelprisma der Weite 10 bzw. 20  $\mu\text{m}$ . Bei konstanter Domänenweite  $w$  (volle Symbole) ist  $H_{d,x}$  (bzw.  $f_r$ ) gegenüber dem Wert eines Einzelprismas gleicher Weite reduziert aufgrund der dipolaren Wechselwirkung mit den Nachbarelementen. Mit steigendem  $\delta_w$  nähern sich die Kurven asymptotisch den Vergleichswerten an. Nimmt in der realen Domänenstruktur die Wandweite zu, so ist die effektive Domänenweite  $w'$  gegenüber den gemessenen  $w$  um  $\delta_w$  reduziert. Unter Berücksichtigung der effektiven Prismenbreite  $w'$  (offene Symbole) nimmt mit zunehmendem  $\delta_w$  die Dipolwechselwirkung zwischen benachbarten Strukturen zwar ab. Gleichzeitig werden die Prismen schmäler, was in einer starken Erhöhung des Entmagnetisierungsfeldes resultiert. Für kleine Wandweiten von etwa  $\delta_w < 0,1w$  spielt die Korrektur  $w' = w - \delta_w$  keine signifikante Rolle.

lerdings überschätzt der von Wolf et al. [46] hergeleitete Domänenformanisotropieeffekt die experimentell gemessenen Werte um ein Vielfaches. Eine Ursache ist die starke Inhomogenität des entmagnetisierenden Feldes in einem gesättigten Prisma. Eine deutlich bessere quantitative Übereinstimmung zwischen Modell und Experiment wurde erzielt, indem anstelle des mittleren Dipolfeldes das lokale Feld im Prismeninneren betrachtet wird. Zudem reduziert sich für Abschlussdomänenstrukturen das Domänenformanisotropiefeld auf  $H_{\text{dom}} = |H_{\text{d,x}}|$ . Für Stachelwände konnte gezeigt werden, dass aufgrund der großen effektiven Wandweiten  $H_{\text{dom}}$  mittels des magnetostatischen Feldes im Inneren eines isolierten Prismas oder mit Hilfe der ballistischen Entmagnetisierungsfaktoren nach Aharoni et al. [52] in guter Näherung abgeschätzt werden kann. Mit abnehmender Wandweite kommt es zu einer Reduktion des dynamischen Domänenformanisotropieeffekts. Für kleine Domänenwandweiten lässt sich das effektive Domänenformanisotropiefeld deshalb nicht mehr mittels der ballistischen Entmagnetisierungsfaktoren nach Aharoni et al. [52] abschätzen. Stattdessen muss die magnetostatische Wechselwirkung zwischen benachbarten Prismen berücksichtigt werden.

### 5.3. Domänenresonanz im magnetischen Feld

Im Folgenden wird die akustische Domänenresonanz bei Anliegen eines äußeren Magnetfeldes in der Schichtebene zunächst senkrecht zur magnetisch leichten Achse (transversal) und anschließend parallel dazu (longitudinal) untersucht.

#### 5.3.1. Transversales Magnetfeld

Liegt das äußere Feld senkrecht zur leichten Magnetisierungsachse, führt dies zunächst zur Drehung der Grunddomänenmagnetisierung um den Winkel  $\theta^0$  aus der leichten Achse heraus (siehe Abb. 5.12). Die Domänenweite bleibt dabei konstant, bis beim Erreichen des Sättigungsfeldes  $H_s$  die Domänenstruktur verschwindet. Die Abhängigkeit der Domänenresonanzfrequenz von einem transversalen statischen Feld  $H_0$  wurde in der Vergangenheit sowohl experimentell als auch analytisch umfassend für Band- und Blasen-Domänen in Schichten mit senkrecht zur Schichtebene stehender Anisotropie untersucht [22, 74, 75, 95–97].

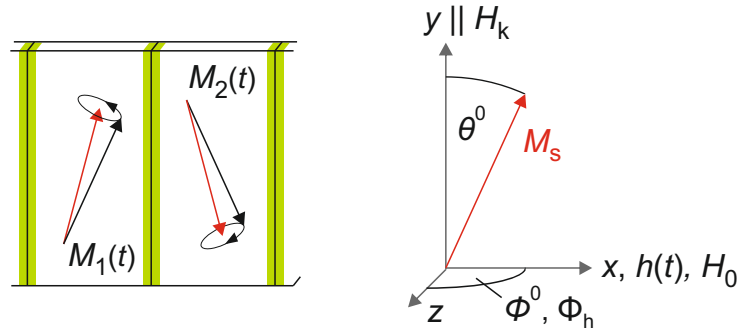
#### Eigenfrequenz der akustischen Domänenmode im transversalen Feld

Liegt das Anregungsfeld parallel zu  $H_0$  ist nach Smit und Beljers [73] ein Abfall der akustischen Domänenresonanzfrequenz bis auf null bei  $H_0 = H_s$  zu erwarten.

Die prinzipielle Magnetisierungs- und äußere Feldkonfiguration bleibt bei Übertragung des Problems auf in der Schichtebene magnetisierte  $180^\circ$ -Domänenstrukturen in dünnen Schichten erhalten (siehe auch Abb. 2.8). Jedoch ist zum einen die im Mikrometerbereich liegende Domänenweite gegenüber Schicht-

dicken von einigen zehn Nanometern nicht vernachlässigbar. Zum anderen aber ist der von Smit und Beljers entwickelte Formalismus um den Effekt der Domänenform unter Annahme starrer Domänenwände zu erweitern. Im Folgenden wird für isolierte, aber magnetostatisch wechselwirkende Prismen eine Gleichung zur Berechnung der akustischen Domänenresonanzfrequenz im transversalen Feld hergeleitet (analog zu [46] und [73]). Für Details der Berechnung sei auf Anhang C verwiesen. Im Anschluss werden experimentelle Ergebnisse vorgestellt.

Betrachtet werden zwei benachbarte Grunddomänen, deren Magnetisierungen antiparallel zueinander und parallel zur magnetisch leichten Achse orientiert sind. Die Abschlussdomänen und ihre Deformation im transversalen Feld werden in diesem einfachen Bild vernachlässigt.



**Abb. 5.12.:** Drehung der statischen Magnetisierungsvektoren aus der magnetisch leichten Achse in einem transversal anliegenden statischen Magnetfeld  $H$ . Mit einem dynamischen Feld  $h$  parallel zu  $H_0$  ( $\Phi_h = 90^\circ$ ), lässt sich die akustische Domänenresonanz anregen.

Die Energie dieses exemplarischen 2-Domänenzustandes ist:

$$\begin{aligned}
 E = & -\frac{H_0}{2} \mu_0 (M_{x,1} + M_{x,2}) + K_u \left( 1 - \frac{1}{2} \frac{M_{y,1}^2}{M_s^2} - \frac{1}{2} \frac{M_{y,2}^2}{M_s^2} \right) \\
 & + \frac{\mu_0}{4} [N_x (M_{x,1}^2 + M_{x,2}^2) + N_y (M_{y,1}^2 + M_{y,2}^2) + N_z (M_{z,1}^2 + M_{z,2}^2)] \\
 & + \frac{\mu_0}{2} \left[ \frac{1}{4} \Lambda_x (M_{x,1} - M_{x,2})^2 + \Lambda_y M_{y,1} M_{y,2} + \Lambda_z M_{z,1} M_{z,2} \right]
 \end{aligned} \quad (5.14)$$

Die ersten zwei Terme beschreiben die Beiträge der Zeeman- und der Anisotropieenergie, wobei der Faktor  $1/2$  jeweils auf den Beitrag zweier Domänen mit gleich großem Volumenanteil ( $\eta_1 = \eta_2 = 1/2$ ) am Gesamtvolumen zurückgeht [98]. Der dritte Term beschreibt die Entmagnetisierungsenergie aufgrund der endlichen Dimensionen von Domäne 1 und 2. Der vierte Term umfasst die magnetostatische Wechselwirkung zweier benachbarter Domänen (vgl. Abb. 2.9 b). Bei der Berechnung der Entmagnetisierungsfaktoren  $N_i$  und Wechselwirkungsparameter  $\Lambda_i$  ist die Reduktion des Entmagnetisierungsfeldes eines Prismas durch die magnetostatische Wechselwirkung mit benachbarten Prismen zu berücksichtigen (siehe Abschnitt 5.2.2).

Im Folgenden wird das Problem zweier magnetostatisch gekoppelter Prismen analog zu Smit und Beljers [73] in polaren Koordinaten betrachtet. Dieses Verfahren umgeht die Koordinatentransformation für die

einzelnen Bereiche 1 und 2. Damit ist Gl. (5.14) äquivalent zu:

$$\begin{aligned}
E = & -\frac{\mu_0 H_0 M_s}{2} (\sin \theta_1 \sin \phi_1 + \sin \theta_2 \sin \phi_2) + K_u \left(1 - \frac{1}{2} \cos^2 \theta_1 - \frac{1}{2} \cos^2 \theta_2\right) \\
& + \frac{\mu_0}{4} M_s^2 \left[ N_x (\sin^2 \theta_1 \sin^2 \phi_1 + \sin^2 \theta_2 \sin^2 \phi_2) + N_y (\cos^2 \theta_1 + \cos^2 \theta_2) \right. \\
& \left. + N_z (\sin^2 \theta_1 \cos^2 \phi_1 + \sin^2 \theta_2 \cos^2 \phi_2) \right] \\
& + \frac{\mu_0}{2} M_s^2 \left[ \frac{1}{4} \Lambda_x (\sin \theta_1 \sin \phi_1 - \sin \theta_2 \sin \phi_2)^2 + \Lambda_y \cos \theta_1 \cos \theta_2 + \Lambda_z \sin \theta_1 \cos \phi_1 \sin \theta_2 \cos \phi_2 \right]
\end{aligned} \tag{5.15}$$

Die Landau-Lifshitz-Gleichung ( $\partial m / \partial t = -\gamma \mu_0 M \times H_{\text{eff}}$ ) lässt sich für polare Koordinaten in Form folgender Bewegungsgleichungen ausdrücken [73]:

$$\frac{\partial \theta_{1,2}}{\partial t} = \frac{2\gamma}{M_s \sin \theta_{1,2}} \cdot \frac{\partial E}{\partial \phi_{1,2}} \qquad \frac{\partial \phi_{1,2}}{\partial t} = -\frac{2\gamma}{M_s \sin \theta_{1,2}} \cdot \frac{\partial E}{\partial \theta_{1,2}}, \tag{5.16}$$

wobei  $\theta_{1,2}$  und  $\phi_{1,2}$  die polaren und azimuthalen Winkel der Magnetisierung in den Domänen 1 und 2 sind (siehe Abb. 5.12). Für den hier betrachteten Grenzfall, dass das statische Magnetfeld  $H$  senkrecht zu den Domänenwänden orientiert ist, sind die Gleichgewichtswinkel der Domänenmagnetisierung  $M_{1,2}$ :

$$\phi_1^0 = \phi_2^0 = \pi/2 \qquad \theta_1^0 = \pi - \theta_2^0 = \theta^0. \tag{5.17}$$

Der Gleichgewichtswinkel  $\theta^0$  folgt aus  $\partial E / \partial \theta_1$  für  $\theta_1 \neq 90^\circ$ :

$$\sin \theta^0 = \frac{H_0}{H_k + M_s (N_x - N_y + \Lambda_y)} = \frac{H_0}{H^*}. \tag{5.18}$$

Demnach liegt die Magnetisierung für  $H > H^*$  homogen entlang  $H$  und  $\theta^0 = \pi/2$ . Dennoch handelt es sich bei  $H^*$  nicht in jedem Fall um das Feld, bei dem die Sättigung erstmalig erreicht wird. Das statische Sättigungsfeld hängt wesentlich von der Elementform, nicht aber von der Domänenform ab.

Da es sich bei der dynamischen Magnetisierungsauslenkung  $\Delta\theta$  und  $\Delta\Phi$  um kleine Änderungen bezüglich der Gleichgewichtsorientierung handelt, kann die Energie als Taylor-Reihe formuliert werden [98]:

$$\begin{aligned}
E = & E_0 + \frac{1}{2} \left( E_{\theta_1 \theta_1} \Delta\theta_1^2 + 2E_{\theta_1 \phi_1} \Delta\theta_1 \Delta\phi_1 + E_{\phi_1 \phi_1} \Delta\phi_1^2 + E_{\theta_2 \theta_2} \Delta\theta_2^2 + 2E_{\theta_2 \phi_2} \Delta\theta_2 \Delta\phi_2 \right. \\
& \left. + E_{\phi_2 \phi_2} \Delta\phi_2^2 + 2E_{\theta_1 \theta_2} \Delta\theta_1 \Delta\theta_2 + 2E_{\theta_1 \phi_2} \Delta\theta_1 \Delta\phi_2 + 2E_{\theta_2 \phi_1} \Delta\theta_2 \Delta\phi_1 \right).
\end{aligned} \tag{5.19}$$

Entsprechend können die jeweils zwei Bewegungsgleichungen für die Prismen 1 (siehe Gl. 5.20 a und b)

und 2 (c und d) linearisiert werden (vgl. Ref. [73]):

$$E_{\theta_1\theta_1}\Delta\theta_1 + \left(E_{\theta_1\phi_1} + \frac{i\xi\omega}{2}\right)\Delta\phi_1 + E_{\theta_1\theta_2}\Delta\theta_2 + E_{\theta_1\phi_2}\Delta\phi_2 = -\frac{1}{2}M_s h \sin\phi_h \cos\theta^0, \quad (5.20a)$$

$$\left(E_{\phi_1\theta_1} - \frac{i\xi\omega}{2}\right)\Delta\theta_1 + E_{\phi_1\phi_1}\Delta\phi_1 + E_{\phi_1\theta_2}\Delta\theta_2 + E_{\phi_1\phi_2}\Delta\phi_2 = \frac{1}{2}M_s h \cos\phi_h \sin\theta^0, \quad (5.20b)$$

$$E_{\theta_2\theta_1}\Delta\theta_1 + E_{\theta_2\phi_1}\Delta\phi_1 + E_{\theta_2\theta_2}\Delta\theta_2 + \left(E_{\theta_2\phi_2} + \frac{i\xi\omega}{2}\right)\Delta\phi_2 = \frac{1}{2}M_s h \sin\phi_h \cos\theta^0, \quad (5.20c)$$

$$E_{\phi_2\theta_1}\Delta\theta_1 + E_{\phi_2\phi_1}\Delta\phi_1 + \left(E_{\phi_2\theta_2} - \frac{i\xi\omega}{2}\right)\Delta\theta_2 + E_{\phi_2\phi_2}\Delta\phi_2 = \frac{1}{2}M_s h \cos\phi_h \sin\theta^0, \quad (5.20d)$$

mit  $\xi = M_s \sin\theta^0/\gamma$  und dem azimuthalen Winkel des dynamischen Feldes  $\phi_h$ . Der jeweils letzte Term entspricht dem Beitrag des Drehmoments durch das von außen angelegte dynamische Feld. Aufgrund der Symmetrie gilt für die zweiten Ableitungen der Energie nach den entsprechenden Winkeln  $E_{\theta\theta} = E_{\theta_1\theta_1} = E_{\theta_2\theta_2}$ ,  $E_{\phi\phi} = E_{\phi_1\phi_1} = E_{\phi_2\phi_2}$  und  $E_{\theta_1\phi_1} = -E_{\theta_1\phi_2} = E_{\phi_1\theta_2} = -E_{\theta_2\phi_2}$  (siehe auch [73, 98]). Führt man ferner die Variablen  $\theta^\pm = (\Delta\theta_1 \pm \Delta\theta_2)/2$  und  $\phi^\pm = (\Delta\phi_1 \pm \Delta\phi_2)/2$  ein, erhält man für  $\phi_h = 90^\circ$  zwei voneinander unabhängige Systeme:

$$\begin{aligned} 2(E_{\theta\theta} + E_{\theta_1\theta_2})\theta^+ + i\xi\omega\phi^+ &= 0 \\ -i\xi\omega\theta^+ + 2(E_{\phi\phi} + E_{\phi_1\phi_2})\phi^+ &= M_s h \cos\phi_h \sin\theta^0, \end{aligned} \quad (5.21a)$$

$$\begin{aligned} 2(E_{\theta\theta} - E_{\theta_1\theta_2})\theta^- + i\xi\omega\phi^- &= -M_s h \sin\phi_h \cos\theta^0, \\ -i\xi\omega\theta^- + 2(E_{\phi\phi} - E_{\phi_1\phi_2})\phi^- &= 0. \end{aligned} \quad (5.21b)$$

Die akustische Mode kann nur für  $\sin\phi_h \neq 0$  angeregt werden. Die Eigenfrequenz dieser Mode ergibt sich, wenn die Determinante des zweiten Gleichungssystems (5.21b) Null wird:

$$\begin{vmatrix} 2(E_{\theta\theta} - E_{\theta_1\theta_2}) & i\xi\omega \\ -i\xi\omega & 2(F_{\phi\phi} - F_{\phi_1\phi_2}) \end{vmatrix} = 0. \quad (5.22)$$

Aus Gl. (5.22) folgt für  $\sin\theta^0 \neq 0$  die Frequenz der akustischen Mode zweier isolierter aber magneto-statisch wechselwirkender und magnetisch gesättigter Prismen:

$$4\pi^2 f_r^2 = \gamma^2 \mu_0^2 (H_k + M_s [N_z - N_y + \Lambda_y - \Lambda_z]) \cdot (H^* - H_0 \sin\theta^0) \quad (5.23)$$



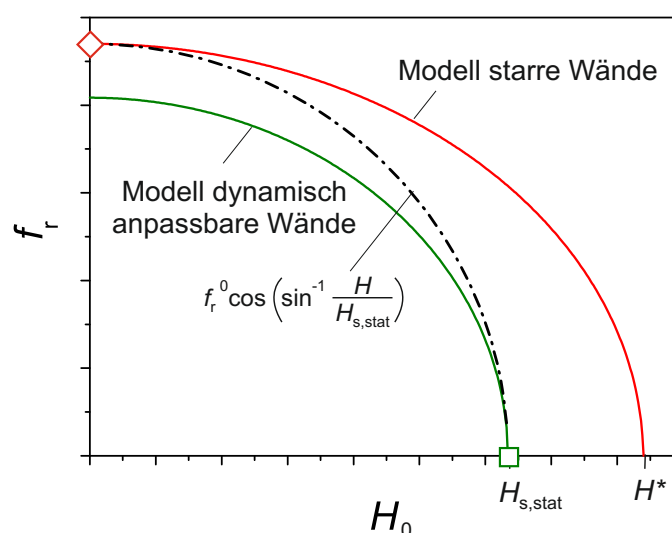
Für  $H_0 \rightarrow 0$  und die Näherungen  $N_z \approx 1 \gg N_y$ ,  $\Lambda_y$ ,  $\Lambda_z$  und  $M_s \gg H_k$  konvergiert Gl. (5.23) gegen:

$$4\pi^2 (f_r^0)^2 = \gamma^2 \mu_0^2 M_s H_s = \gamma^2 \mu_0^2 M_s (H_k + M_s [N_x - N_y + \Lambda_y]) \quad (5.24)$$

Diese Gleichung ist in Übereinstimmung mit Gl. (3b) bei Wolf et al. [46]. Ferner lässt sich Gl. (5.23) umformen zu:

$$\begin{aligned} f_r^2(H) &= (f_r^0)^2 - \frac{\gamma^2 \mu_0^2 (H_k + M_s [N_z - N_y + \Lambda_y - \Lambda_z])}{4\pi^2 H^*} H_0^2 \\ &= (f_r^0)^2 \cdot \cos^2 \theta^0 \end{aligned} \quad (5.25)$$

und ist damit äquivalent zu den Ergebnissen von Smit und Beljers, Rachford et al. und Gurevich und Melkov [73, 74, 98]. Der qualitative Verlauf der akustischen Domänenresonanzfrequenz für das Modell zweier gesättigter und magnetostatisch wechselwirkender Prismen (in Abb. 5.13 rot dargestellt) entspricht also dem Zusammenhang, den man bereits von Schichten mit senkrechter Anisotropie kennt.



**Abb. 5.13.:** Qualitativer Verlauf für die akustische Domänenresonanzfrequenz unter der Annahme starrer oder anpassbarer Wandbereiche. Als dynamisch anpassbar wird eine Domänenwand bezeichnet, die sich uneingeschränkt den dynamischen Magnetisierungsänderungen anpassen kann und demzufolge keine dynamischen magnetischen Ladungen trägt. Die Symbole  $\diamond$  und  $\square$  markieren die bekannten Frequenzen bei  $H_0 = 0$  und  $H_0 = H_{s,stat}$ . Die Strich-Punkt-Linie verdeutlicht den möglichen Verlauf der Resonanzfrequenz in einem realen Dünnschichtelement mit  $180^\circ$ -Domänenstruktur.

Zum Vergleich wurde analog die akustische Domänenresonanzfrequenz im transversalen Feld für den Fall von zwei  $180^\circ$ -Domänen berechnet, deren gemeinsame Domänenwand sich uneingeschränkt den dynamischen Magnetisierungsänderungen anpassen kann und demzufolge keine dynamischen magnetischen Ladungen trägt (im Folgenden als dynamisch anpassbare Wand bezeichnet). Bei Anregung der akustischen Mode entstehen bei der Magnetisierungspräzession in den Domänen keine Nettoladun-

gen an der Domänenwand. Entscheidend für den Beitrag der Entmagnetisierungsenergie zur Gesamtenergie sind folglich nur Ladungen aufgrund der endlichen Probenmaße. Die Gesamtenergie eines 2-Domänenzustandes mit dynamisch anpassbaren Domänenwänden berechnet sich näherungsweise<sup>23</sup> nach:

$$E = -\frac{H_0}{2}\mu_0(M_{x,1} + M_{x,2}) + K_u \left(1 - \frac{1}{2}\frac{M_{y,1}^2}{M_s^2} - \frac{1}{2}\frac{M_{y,2}^2}{M_s^2}\right) + \frac{\mu_0}{8} \left[ N_x (M_{x,1} + M_{x,2})^2 + N_y (M_{y,1} + M_{y,2})^2 + 2N_z (M_{z,1}^2 + M_{z,2}^2) \right], \quad (5.26)$$

wobei hier die Entmagnetisierungsfaktoren  $N_x$ ,  $N_y$  und  $N_z$  entsprechend den Probendimensionen berechnet werden. Das Sättigungsfeld  $H_{s,\text{stat}} = H_k + N_x M_s$  wurde analog zur oben beschriebenen Vorgehensweise ermittelt. Die Bezeichnung  $H_{s,\text{stat}}$  weist daraufhin, dass dieses Feld dem tatsächlichen Sättigungsfeld entspricht, wie es experimentell bei Anliegen eines statischen transversalen Feldes beobachtet werden kann. Unter der Annahme, dass sich die Domänenwände dynamisch an die Magnetisierungsänderung in den angrenzenden Domänen anpassen können, folgt für die akustische Domänenresonanz im transversalen Feld:

$$\begin{aligned} 4\pi^2 f_r^2 &= \gamma^2 \mu_0^2 (H_k + M_s N_z) \cdot \left( H_{s,\text{stat}} - \frac{1}{H_{s,\text{stat}}} H_0^2 \right) \\ &= \gamma^2 \mu_0^2 (H_k + M_s N_z) (H_k + M_s N_x) \cos^2 \theta^0. \end{aligned} \quad (5.27)$$

In Abb. 5.13 ist die Feldabhängigkeit der akustischen Domänenresonanz für das Modell mit dynamisch anpassbaren Wänden grün dargestellt. Ferner sind die experimentell bekannten Frequenzen für  $H_0 = 0$  und  $H_0 = H_{s,\text{stat}}$  durch Symbole hervorgehoben. Daran zeigt sich, dass der reale Verlauf der akustischen Domänenresonanzfrequenz weder vom Modell dynamisch anpassbarer Domänenwände (wie oben definiert) noch vom Modell starrer Wände beschrieben werden kann. Werden die Wände als dynamisch anpassbar betrachtet, versagt das entsprechende Modell bei der Erklärung der Domänenweitenabhängigkeit der akustischen Resonanzfrequenz. Die Nullfeldfrequenz ist demnach von der Domänenform unabhängig und liegt deutlich unterhalb der gemessenen Werte ( $\diamond$ ). Dafür bildet der aus der Energiegleichung (5.26) abgeleitete Gleichgewichtswinkel  $\theta^0$  (für den Fall dynamisch anpassbarer Wände) den tatsächlichen Verlauf der statischen Magnetisierungsauslenkung im transversalen Feld ab. Dies hat zur Folge, dass mit  $H_0 \rightarrow H_{s,\text{stat}}$  die Frequenz der akustischen Mode auf null abfällt ( $\square$ ). Für  $H_0 = H_{s,\text{stat}}$  liegt das Pulsfeld parallel zur Magnetisierung und es wirkt kein Drehmoment auf die Magnetisierung. Unter der Annahme starrer Wände wird die Resonanzfrequenzerhöhung im Nullfeld infolge kleiner Domänenweiten hingegen sehr gut abgebildet. Jedoch liegt das fiktive Sättigungsfeld  $H^*$ , bei dem  $f_r$  null wird, aufgrund des theoretischen Einflusses der Domänenform auf den statischen Gleichgewichtswinkel (siehe Gl. (5.18)) deutlich oberhalb des tatsächlichen Sättigungsfeldes  $H_{s,\text{stat}}$ . Der tatsächliche Gleichgewichtswinkel  $\theta^0$  hängt nicht, wie anhand von Gl (5.18) vermutet werden könnte, von der Domänenweite

<sup>23</sup>Gleichung 5.26 gilt für Domänenweiten  $w$ , die deutlich kleiner als die Streifenbreite  $b$  und deutlich größer als die Schichtdicke  $t$  sind.

ab, da die Magnetisierungsauslenkung im statischen Regime keine Ladungen an den Domänenwänden hervorruft. Mit Hilfe der zwei Modelle lassen sich für transversale Felder  $0 < H_0 < H_{s,stat}$  folglich nur Grenzkurven beschreiben, zwischen denen die tatsächliche Domänenresonanzfrequenz liegt. Beiden Lösungen, Gl. (5.25) und (5.27), gemein ist der Abfall der Resonanzfrequenz mit  $f_r \propto \cos \theta^0$ . Demnach wird eine empirische Feldabhängigkeit der akustischen Domänenresonanzfrequenz vorgeschlagen:

$$f_r = f_r^0 \cos \theta_0 = f_r^0 \cos \left( \arcsin \frac{H_0}{H_{s,stat}} \right), \quad (5.28)$$

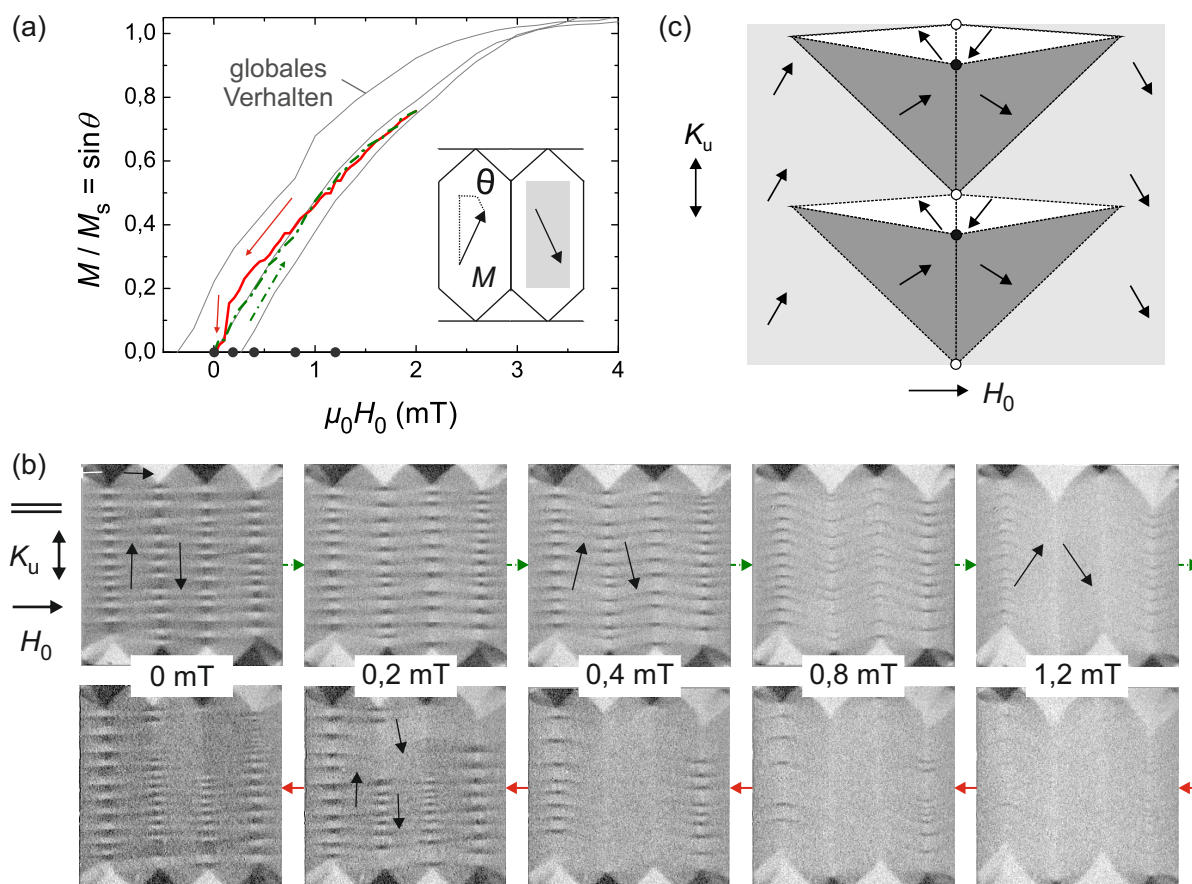
wobei  $f_r^0$  die nach dem Modell starrer Wände und analog zu Wolf et al. [46] berechnete akustische Domänenresonanzfrequenz im Nullfeld ist.

Im Folgenden wird u.a. die Gültigkeit der empirischen Beziehung (5.28) anhand experimenteller Ergebnisse für strukturierte Schichten im transversalen Feld geprüft.

### 60 nm CoFeB-Schicht

Die Abhängigkeit der Domänenresonanz von einem äußeren statischen transversalen Feld wurde zunächst an quadratischen Elementstrukturen untersucht. Quadrate zeigen im Vergleich zu ausgedehnten Streifenstrukturen den Vorteil konstanter Domänenweite nach Entmagnetisierung entlang der schweren Achse ( $\perp K_u$ ) und im remanenten Zustand nach Sättigung  $\perp K_u$ . Somit kann der Effekt eines transversalen Feldes bei konstanter Domänenweite für unterschiedliche magnetische Feldführungen, also die Auf- und Entmagnetisierung, untersucht werden. Der Ausgangszustand wird durch Entmagnetisierung entlang der schweren Magnetisierungsachse erzeugt. Abbildung 5.14 a zeigt das lokal gemessene quasistatische Verhalten der Grunddomänenmagnetisierung eines 60 nm dünnen CoFeB-Quadrats der Kantenlänge  $40 \mu\text{m}$  für die Auf- und Entmagnetisierung im Vergleich zur global gemessenen Hysteresekurve (dünne Linie). Bei der lokalen magnetooptischen Magnetisierungsmessung wurde die Intensität für einen rechteckigen Bereich einer Grunddomäne in Abhängigkeit von einem äußeren Magnetfeld aufgezeichnet (siehe graues Rechteck in der Skizze von Abb. 5.14 a).

Die global gemessene Magnetisierungskurve zeigt eine deutlich größere Hysterese als die im Domänen-volumen gemessene innere Magnetisierungsschleife. Dieser Unterschied ist darauf zurückzuführen, dass nach vollständiger Sättigung in einigen Elementen zunächst eine blockierte Konzertinastruktur entsteht, die bei etwa 1 mT zurück in den Ausgangsdomänenzustand zerfällt. Die innere Hystereseschleife hingegen gibt Auskunft über irreversible Magnetisierungsprozesse einer Domänenstruktur gleichbleibenden Charakters. Ausgewählte Domänenaufnahmen mit eingestelltem Domänenwandkontrast (Abb. 5.14 b) stellen Magnetisierungsprozesse entlang der beiden lokalen inneren Magnetisierungskurven gegenüber. Im entmagnetisierten Zustand liegt eine 5-Domänen-Abschlussstruktur mit  $180^\circ$ -Stachelwänden vor, die zwischen der alternierenden Grunddomänenmagnetisierung vermitteln. Mit zunehmendem transversal-



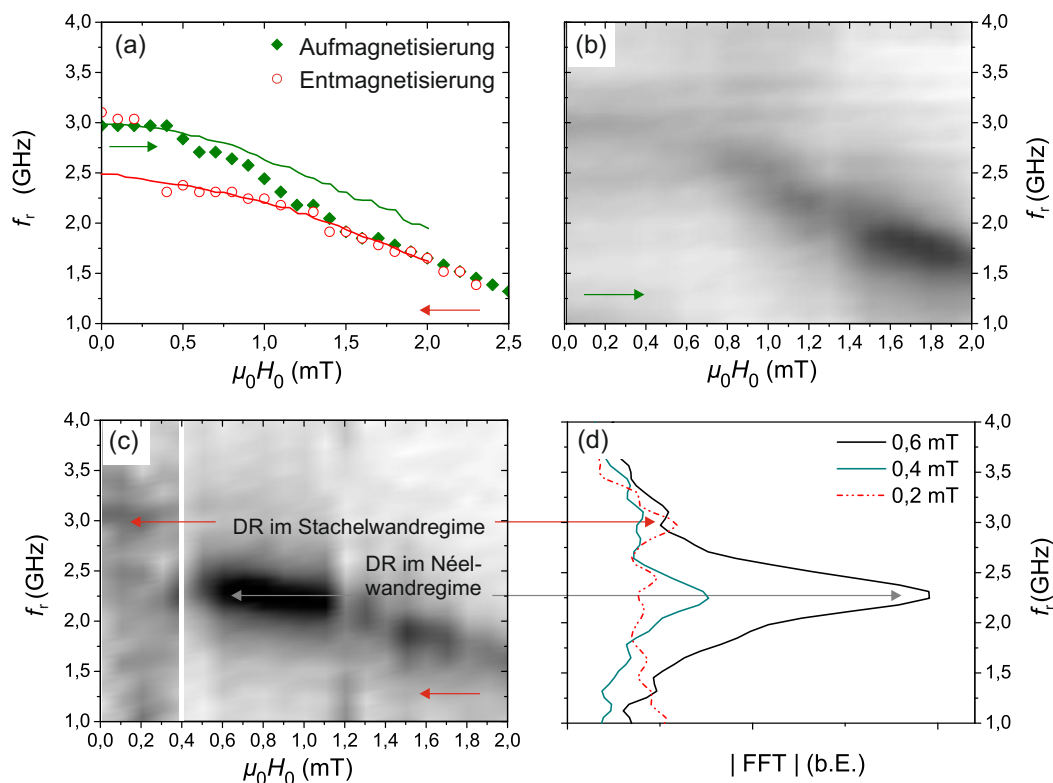
**Abb. 5.14.:** a) Globale Magnetisierung (dünne Linie) und lokal (siehe graues Rechteck in einer der Grunddomänen in der Skizze) magnetooptisch gemessenes Verhalten der Grunddomänenmagnetisierung in 60 nm CoFeB-Quadraten der Kantenlänge  $40\mu\text{m}$  im transversalen Feld für die Aufmagnetisierung ausgehend vom entmagnetisierten Zustand (Strich-Punkt-Linie) sowie bei anschließender Feldreduktion (dicke durchgezogene Linie). Die Skizze veranschaulicht die Messgeometrien, wobei der graue Rahmen den Bereich der lokalen Messung kennzeichnet. b) Die zu den auf der Feldachse in a) markierten Messpunkten gehörigen Domänenaufnahmen zeigen eine kontinuierliche Umwandlung der Stachelwände in Néelwände entlang der Aufmagnetisierung (oben). Die Rückumwandlung der Wände bei anschließender Feldreduktion (unten) erfolgt über die spontane Entstehung von zunächst nur einzelnen Stacheln über Blochliniennukleation. c) Schematische Darstellung der Stachelwand im transversalen Feld.

lem Feld rotiert die Magnetisierung der Grunddomänen aus der leichten Magnetisierungsachse heraus. Die Stachel der  $180^\circ$ -Wände werden, wie in Abb. 5.14 c skizziert, schrittweise deformiert. Der Stachelwandcharakter der Domänenwände bleibt dabei für  $\mu_0 H_0 < 1$  mT erhalten. Bei etwa  $\mu_0 H_0 \approx 1.2$  mT und einer Magnetisierungsverkipfung in den Grunddomänen von  $\theta \approx 25^\circ$  verschwinden Kreis- und Kreuzblochlinien und die Magnetisierung der ungünstig zum Feld magnetisierten Stachel klappt um. Es bleiben Wände mit homogenem Wandkontrast (helle Linien) zurück. Für eine Schichtdicke von 60 nm wird bei Anliegen eines transversalen Feldes eine Umwandlung der Stachelwände in Néelwände mit symmetrischer Wandstruktur erwartet (vgl. Phasendiagramm in Abb. 2.4). Die Wandumwandlung in symmetrische Néelwände ist dabei für die zwei im Elementinneren liegenden Wände stets weiter fortgeschritten als für die beiden äußeren Wände. Dies ist auf eine geringere Rotationspermeabilität der äußeren beiden Domänen aufgrund der lateralen Begrenzungen und damit auf größere Wandwinkel der äußeren Wände zurückzuführen.

Wird das äußere Feld von  $H_0 = 2$  mT ausgehend reduziert, bilden sich vereinzelte Stachelwandbereiche bereits bei  $\mu_0 H_0 \approx 0,8$  mT. Die Nukleation von Stachelwandabschnitten wird zunächst für die zwei außen liegenden Domänenwände beobachtet. Erst bei  $\mu_0 H_0 \approx 0,3$  mT nukleiert schließlich eine große Zahl von Blochlinien, wobei auch die im Elementinneren liegenden Wände fast vollständig in Stachelwände umwandeln. Anders als die Wandumwandlung entlang der Neukurve erfolgt die Rückumwandlung der Néelwände in Stachelwände sprunghaft. Grund ist die für die Rückumwandlung aufzubringende Energie zum Aufbrechen der Néelwandwechselwirkung sowie die Nukleationsenergie von Blochlinien in neu zu bildenden Stachelwandbereichen. Die sprunghafte Rückumwandlung macht sich in der Entmagnetisierungskurve als kurzer steiler Abfall der Magnetisierung von  $M/M_s = 0,15$  auf  $\approx 0,02$  bemerkbar. Die Wechselwirkung der Néelwände bedingt also eine um etwa  $7,5^\circ$  stärkere Magnetisierungsauslenkung verglichen mit der Grunddomänenmagnetisierung im Existenzbereich der Stachelwände. Bei Betrachtung der Domänenaufnahme für 0,2 mT (unten) ist eine Substruktur innerhalb der Grunddomänen erkennbar. Bereiche zwischen verbleibenden Néelwandsegmenten erscheinen aufgrund der stärkeren Verkipfung von  $M$  heller als Gebiete zwischen benachbarten Stachelwandbereichen.

Interessant ist nun, wie sich die Unterschiede der Domänenstruktur entlang der Auf- und Entmagnetisierung auf die magnetodynamischen Eigenschaften der Elemente auswirken. Dazu ist in Abb. 5.15 das mittels PIMM gemessene dynamische Magnetisierungsverhalten eines Elementensembles für die Auf- und Entmagnetisierung (a, b bzw. c) im transversalen Feld dargestellt. Der Grauwert repräsentiert die Amplitude der komplexen Permeabilität in Abhängigkeit von  $H_0$  und der Frequenz. Somit entsprechen dunkle Bereiche den Peaks der einzelnen Permeabilitätsspektren (vergl. c und d) und damit einer starken Anregung oder Resonanz. Die Feldabhängigkeit der Resonanzfrequenzen, also die Lage der Permeabilitätsmaxima, ist für beide Feldgeschichten in a) gegenübergestellt.

Die in Abb. 5.14 gezeigten irreversiblen quasistatischen Magnetisierungsprozesse resultieren in einer deutlichen Abhängigkeit der akustischen Domänenresonanzfrequenz von der magnetischen Vorgeschichte (siehe Abb. 5.15 a). Mit zunehmendem Feldwert wird sowohl entlang der Neukurve (Aufmagnetisie-



**Abb. 5.15.:** a) Vergleich der Resonanzfrequenzen der akustischen Domänenmode in  $40\ \mu\text{m} \times 40\ \mu\text{m}$ -CoFeB-Quadraten für die Aufmagnetisierung und entlang des Hystereseasts der Entmagnetisierung. Zum Vergleich sind die anhand der Magnetisierungskurven und Gl. (5.28) berechneten Domänenresonanzfrequenzen (durchgezogene Linien) überlagert. Für  $\mu_0 H_0 < 1,2$  mT wird ein hysteretisches Verhalten beobachtet, das auf die irreversible Umwandlung der Domänenwände zurückgeht. b) Dynamische Messung der frequenzabhängigen Permeabilität für die Aufmagnetisierung mit  $h_p || H_0 \perp$  1.A. Die Richtung der Feldführung ist durch einen grünen Pfeil gekennzeichnet. Die Grauwerte sind ein Maß für die frequenz- und feldabhängige Permeabilität. In c) ist die dynamische Permeabilität bei Reduktion des äußeren Feldes dargestellt, wobei im Bereich  $\mu_0 H_0 < 0,4$  mT für eine bessere Sichtbarkeit der Resonanzamplitude die Grauwerte erhöht dargestellt wurden. Für drei ausgewählte Einzelmessungen bei  $\mu_0 H_0 = 0,6; 0,4$  und  $0,2$  mT sind in d) die dazugehörigen Permeabilitätsspektren gezeigt. Peaks in den Permeabilitätsspektren sind ein Zeichen für Resonanzanregung und spiegeln sich in (c) in Form dunkler Bereiche wider. Die unterschiedlichen Peakhöhen in (d) für  $\mu_0 H_0 = 0,6$  und  $0,2$  mT zeigen einen starken Permeabilitätsunterschied. Die Reduktion der Permeabilität für  $\mu_0 H_0 < 0,3$  mT geht mit der Nukleation von Stachelwänden einher.

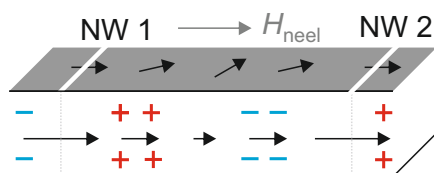
rung) als auch für die Entmagnetisierung ein Abfall der Resonanzfrequenz beobachtet. Die Resonanzfrequenz würde entsprechend der Theorie mit  $H_0 \rightarrow H_s$  auf null abfallen. Allerdings ist für große Magnetisierungswinkel  $\theta$  die Amplitude des Messsignals bereits so klein, dass hier nur ein kleinerer Feldbereich dargestellt ist. Vergleicht man die Frequenzen der akustischen Domänenresonanz für die zwei unterschiedlichen magnetischen Vorgeschichten, so findet man eine gute Übereinstimmung für  $\mu_0 H_0 > 1,2$  mT. Unterhalb von 1,2 mT sind die Domänenresonanzfrequenzen entlang des entmagnetisierenden Astes gegenüber den Werten der Neukurve erniedrigt. Bei einem Feldwert von etwa 0,3 mT wird für den entmagnetisierenden Ast jedoch ein Sprung der Domänenresonanzfrequenz von 2,3 GHz auf etwa 3 GHz beobachtet, sodass die akustische Domänenresonanzfrequenz für  $\mu_0 H_0 < 0,3$  mT wieder unabhängig von der Feldvorgeschichte zu sein scheint. Abbildung 5.15 b und (c) zeigen die komplexen Permeabilitätsspektren der zu (a) gehörigen dynamischen Messungen. Anhand der Grauwerte in (c) ist bereits zu erkennen, dass die Amplitude des Permeabilitätsmaximums (Resonanz) für Felder  $< 0,3$  mT deutlich reduziert ist. Für drei ausgewählte Feldwerte wird die frequenzabhängige Permeabilität in (d) verglichen. Während für  $\mu_0 H_0 > 0,3$  mT ein ausgeprägtes Maximum auftritt, ist die Amplitude für 0,2 mT drastisch reduziert. Die unterschiedliche Permeabilität der akustischen Domänenmode sowie die Abhängigkeit der Domänenresonanz von der magnetischen Feldgeschichte im mittleren Feldbereich liegen in der hysteretischen Domänenwandumwandlung begründet. So wurde für die Aufmagnetisierung eine schrittweise Anpassung der Stachelwände bis hin zur Umwandlung in symmetrische Néelwände beobachtet. Gleichermaßen wird eine kontinuierliche Verringerung der Resonanzfrequenz beobachtet. Die Entmagnetisierung erfolgt zunächst über ein kontinuierliches Zurückdrehen der Domänenmagnetisierung in Richtung der leichten Achse. Bei 0,3 mT erfolgt die Rückumwandlung der Domänenwände im Unterschied zur Aufmagnetisierung sprunghaft durch Nukleation von Blochlinien. Die spontane Wandumwandlung manifestiert sich als Frequenzsprung im magnetodynamischen Verhalten.

Anhand von Abb. 5.15 wird ersichtlich, dass die Nullfeldfrequenz der Domänenstruktur mit Stachelwänden mit  $f_{r,Stachel}^0 \approx 3,2$  GHz deutlich erhöht ist gegenüber der auf null extrapolierten Frequenz  $f_{r,Neel}^0 \approx 2,3$  GHz für den Fall symmetrischer Néelwände. Hingegen ist die Permeabilität der akustischen Domänenmode bei Präsenz symmetrischer Néelwände signifikant größer als im Regime der Stachelwände. Die reduzierte Permeabilität bei Domänenstrukturen mit Stachelwänden geht auf eine Störung der homogenen Grunddomänenmagnetisierung und eine Verringerung des effektiven Domänenvolumens aufgrund der großen Stachelwandweite zurück.

Der beobachtete Frequenzsprung infolge der Wandumwandlung kann verschiedene Ursachen haben. (i) Unterscheiden sich die effektiven Domänenwandweiten, variiert auch der Beitrag der Domänenformanisotropie zum effektiven Feld. (ii) Zwischen benachbarten symmetrischen Néelwänden ist die Grunddomänenmagnetisierung zusätzlich verkippt, wenn die langreichweitigen Néelwandausläufer überlappen. Der Beitrag der unterschiedlichen Wandenergien zum effektiven Feld wird unter der Annahme, dass die Domänenwände im Frequenzbereich der Domänenresonanz als starr betrachtet werden können, für die Berechnung der Domänenresonanzfrequenz vernachlässigt.

Zunächst wird der Einfluss (i) des Domänenformanisotropiefeldes für die zwei Wandtypen diskutiert. Für Stachelwände und eine Domänenweite von  $10\ \mu\text{m}$  wurde ein Domänenformanisotropiefeld von  $H_{\text{dom}} = |H_{\text{dx}}| = 4,4\ \text{kA/m}$  und damit eine Resonanzfrequenz von  $f_r^0 = 3,2\ \text{GHz}$  ermittelt<sup>24</sup>. Die erwartete Domänenresonanzfrequenz im Nullfeld ist damit für den Fall der Stachelwände in guter quantitativer Übereinstimmung mit dem experimentell beobachteten Wert von  $3,1\ \text{GHz}$ . Die Feldabhängigkeit der akustischen Mode ist empirisch durch  $f_r = f_r^0 \cos \theta$  gegeben. Legt man der Berechnung von  $f_r$  den Magnetisierungsverlauf  $\theta(H_0)$  entlang des aufmagnetisierenden Hystereseseasts sowie das ermittelte  $f_r^0$  zugrunde (grüne Kurve in Abb. 5.15 a), zeigt sich mit steigendem Feldwert eine zunehmende Abweichung von den experimentellen Werten. Diese Abweichung ist auf die kontinuierliche Änderung des Domänenwandcharakters im transversalen Feld zurückzuführen.

Für die symmetrischen Néelwände ist die Ermittlung einer effektiven Wandweite aufgrund der Kombination eines sehr schmalen Wandkerns mit sich anschließenden, langreichweitigen Ausläufern erschwert. Wie schnell und auf welcher Längenskala die Magnetisierung in den Ausläufern rotiert, hängt stark von dem Platzangebot ab, das den Ausläufern zur Verfügung steht. Verläuft die Wand nahe einer Probenkante, rotiert die Magnetisierung der Ausläufer entsprechend schneller parallel zur Kantenorientierung. Dabei kann abhängig von den Randbedingungen auch der Néelwandkern einen größeren Anteil an dem Gesamtwandwinkel übernehmen. Befindet sich eine weitere Néelwand in einem Abstand von nur einigen Mikrometern, wird die Wandkonfiguration zudem wesentlich von der Wechselwirkung zwischen den Ausläufern beider Wände bestimmt.

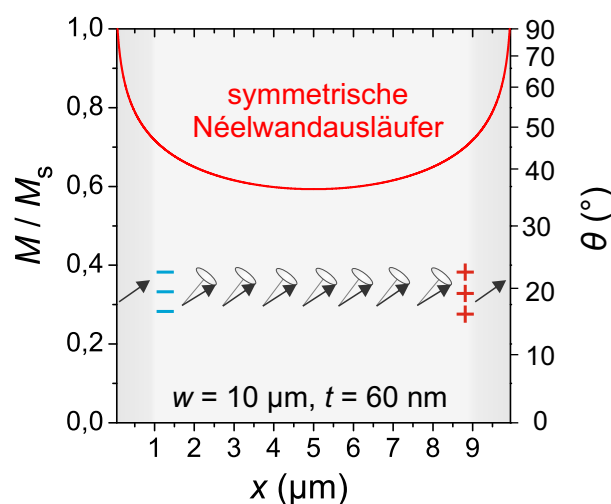


**Abb. 5.16.:** Querschnitt einer Schicht mit wechselwirkenden Néelwänden (NW) mit entgegengesetztem Drehsinn. Im Kerr-Bild der Oberfläche erscheinen bei eingestelltem Wandkontrast beide Wände im gleichen Grauton.

Dabei ist für die Wechselwirkung der Néelwandausläufer der Drehsinn der Magnetisierung benachbarter Wände entscheidend. Unter Wirkung eines transversalen Feldes ist eine Magnetisierungsrichtung im Kern der Néelwand parallel zum äußeren Feld energetisch günstiger als eine antiparallele Kernmagnetisierung. Dies zeigt sich anhand der Kerr-Aufnahmen in Abbildung 5.15 in der Tatsache, dass alle Wände bei eingestelltem Wandkontrast den gleichen Grauton zeigen. Die Magnetisierung benachbarter Wände folgt demnach einem jeweils zur Nachbarwand entgegengesetzten Drehsinn (siehe Abbildung 5.16).

Döring und Otto [99] berechneten das Magnetisierungsprofil zwischen zwei im Abstand von  $10\ \mu\text{m}$  benachbarten symmetrischen Néelwänden für eine ausgedehnte  $60\ \text{nm}$  dünne Schicht mit vergleichbaren Materialeigenschaften ( $Q = 0,0015$ ) wie die der in dieser Arbeit untersuchten Schichten. Das Profil der transversalen Magnetisierungskomponente ( $\perp K_u$ ) zwischen zwei symmetrischen Néelwandkernen ist in Abbildung 5.17 dargestellt. Die Magnetisierung der beiden Wände rotiert mit entgegengesetztem





**Abb. 5.17.:** Magnetisierungsprofil zwischen zwei symmetrischen Néelwänden in einer ausgedehnten 60 nm dünnen Schicht ohne Anliegen eines äußeren Magnetfeldes für  $Q = 0,0015$  [99]. Die Wandzentren der Néelwände befinden sich bei  $x = 0$  und  $10 \mu\text{m}$ . Die dunkler hinterlegten Bereiche kennzeichnen die effektive Wandausdehnung mit stark inhomogener Magnetisierung und lokalem effektivem Feld. Der helle Domänenbereich zeichnet sich durch eine relativ geringfügige Variation der Magnetisierung ( $\Delta\theta < 10^\circ$ ) und des effektiven Feldes aus. Hier kann es zu einer dynamischen Anregung kommen, die durch präzedierende Magnetisierungspfeile um ihre Gleichgewichtslage vereinfacht skizziert ist. Im Grenzbereich zwischen dynamisch aktiven und inaktiven Gebieten treten dynamische magnetische Ladungen auf.

Drehsinn.

Ausgehend von den Wandkernen nimmt die transversale Magnetisierungskomponente innerhalb des ersten Mikrometers in Richtung der Domänenmitte rasch ab. Das lokale effektive Feld in diesem Bereich der Ausläufer variiert somit stark und macht eine uniforme dynamische Anregung unwahrscheinlich. Der hellgrau schattierte Bereich kennzeichnet den Teil der Domäne, indem die Magnetisierung vergleichsweise geringfügig ( $\Delta\theta < 10^\circ$ ) variiert. Anhand des Magnetisierungsprofils zwischen den zwei wechselwirkenden symmetrischen Néelwänden wird grob eine effektive Wandweite von  $\frac{1}{2}\delta_w = 1 \mu\text{m}$  abgeschätzt. Mit Hilfe von Abbildung 5.11 kann für eine Domänenweite  $w' = 10 \mu\text{m} - \delta_w$  und eine effektive Wandweite  $\delta_w \approx 2 \mu\text{m}$  die Frequenz der akustischen Domänenmode im Nullfeld auf etwa 2,5 GHz abgeschätzt werden. Eine zuverlässige quantitative Bestimmung der Domänenmodenfrequenz wäre nur nach Untersuchung des tatsächlich angeregten Domänenvolumens, zum Beispiel mittels quantitativer zeitaufgelöster Kerr-Mikroskopie, möglich. Die gute Übereinstimmung zwischen dieser ersten groben Abschätzung und der auf  $H_0 = 0$  extrapolierten experimentellen Frequenz lässt jedoch die Schlussfolgerung zu, dass eine Reduktion der effektiven Wandweite bei der Umwandlung von Stachel- in symmetrische Néel-

<sup>24</sup>Berechnungsgrundlage war ein einzelnes gesättigtes Prisma. Der ermittelte Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem Entmagnetisierungsfeld eines Prismas, dessen Breite um die Wandweite  $\delta_w = 3 \mu\text{m}$  reduziert ist und das sich in Nachbarschaft zweier weiterer Prismen mit dem Abstand  $\delta_w$  befindet (siehe Abschnitt 5.2.2).

wände zur Reduktion der Domänenmodenfrequenz maßgeblich beiträgt.

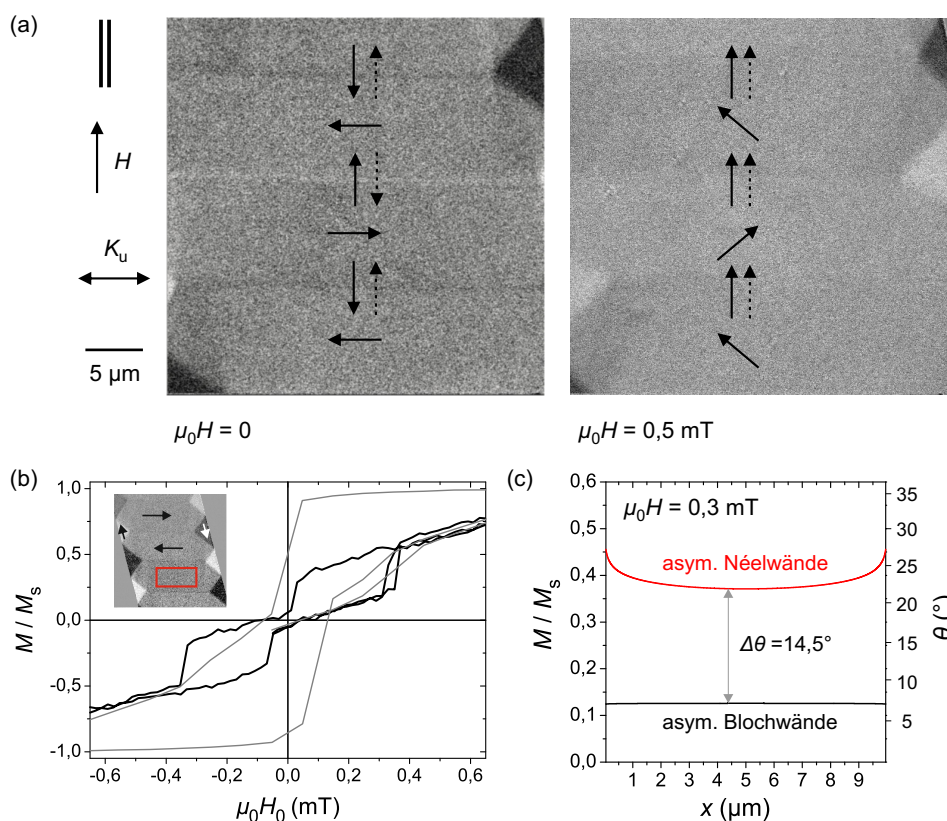
Zusätzlich zur Änderung der effektiven Domänenwandweite verursacht die Wechselwirkung der langreichweitigen Néelwandausläufer eine von der leichten Achse abweichende Domänenmagnetisierungsrichtung (ii). Dieser Effekt ist besonders für kleine Domänenweiten von nur einigen Mikrometern ausgeprägt. Die zusätzliche Magnetisierungsverkipfung im Domäneninneren wird von dem transversalen Dipolfeld  $H_{\text{Neel}}$  der Néelwände stabilisiert. Experimentell lässt sich auf eine Wandwechselwirkung anhand der geringfügig größeren transversalen Magnetisierungskomponente entlang des entmagnetisierenden inneren Hystereseasts schließen. Die beobachtete Magnetisierungsänderung bei Aufbrechen der Wandwechselwirkung durch Rückumwandlung in Stachelwände liegt jedoch in der Größenordnung von weniger als  $10^\circ$ . Damit ist die Magnetisierungsverkipfung im berechneten Beispiel deutlich stärker, als aus dem Sprung in der Hystereseurve bei der Rückumwandlung der Wände hervorgeht. Dieser Unterschied geht vermutlich auf die lateralen Begrenzungen in der realen Struktur sowie die Abschlussdomänen zurück.

Um den Einfluss der zusätzlichen Magnetisierungsverkipfung auf die Frequenz der akustischen Mode abzuschätzen, wird die empirische Beziehung  $f_r = f_r^0 \cos \theta$  an die Messpunkte der akustischen Domänenresonanzfrequenzen angeglichen (siehe rote Kurve in Abb. 5.15). Dabei ist  $\theta$  der experimentell gemessene Magnetisierungswinkel entlang des Hystereseasts der Entmagnetisierung. Im Existenzbereich der Néelwände  $\mu_0 H_0 > 0,3$  mT zeichnet sich eine gute Übereinstimmung der experimentellen und theoretischen  $f_r(H_0)$ -Verläufe ab. Die sprunghafte Änderung der Domänenmagnetisierung verursacht jedoch nur eine minimale Frequenzänderung in der theoretischen Kurve. Sie kann folglich nicht den experimentell beobachteten Frequenzsprung erklären.

Zusammenfassend lässt sich der Frequenzsprung der akustischen Domänenresonanz in einem transversalen Feld abnehmender Amplitude auf eine Rückumwandlung symmetrischer Néelwände in Stachelwände über die spontane Nukleation von Blochlinien zurückführen. Die niedrigere Resonanzfrequenz im Regime der symmetrischen Néelwände ist in erster Linie auf einen reduzierten Domänenformanisotropieeffekt infolge der kleineren effektiven Domänenwandweite zurückführbar. Die zusätzliche Reduktion der akustischen Domänenresonanzfrequenz aufgrund der Überlappung langreichweitiger Néelwandausläufer spielt aufgrund des nur geringfügigen Effekts auf die Domänenmagnetisierung eine untergeordnete Rolle.

### 120nm CoFeB-Schicht

In etwas dickeren Schichten ist ohne Anliegen eines äußeren Feldes anstelle der Stachelwand die asymmetrische Blochwand der energetisch günstigste Domänenwandtyp. Im transversalen Feld wird eine Umwandlung der asymmetrischen Blochwände in asymmetrische Néelwände erwartet (siehe Phasendiagramm in Abb. 2.4). Abbildung 5.18 a vergleicht die Ausschnitte der Abschlussdomänenstruktur im Nullfeld und in einem transversalen Feld von 0,5 mT bei eingestelltem Wandkontrast.



**Abb. 5.18.:** (a) Kerraufnahmen eines Ausschnitts der Abschlussdomänenstruktur eines 120 nm dünnen,  $40 \mu\text{m}$  breiten und 10 mm langen CoFeB-Streifenelements. Die Oberflächenmagnetisierungsrichtung (Pfeile) der Wände an der Schichtoberseite zeigt im Nullfeld (links) beliebig nach oben (helle, mittlere horizontale Linie) oder unten (dunkle horizontale Linien). Die Magnetisierungsrichtungen der Wandbereiche an der Schichtunterseite sind durch gestrichelte Pfeile angedeutet. Bei einem transversalen Feld von 0,3 mT erfolgt ein Umschlag des Wandkontrasts von dunkel nach hell, ein Indiz für die Umwandlung der asymmetrischen Blochwände in asymmetrische Néelwände. (b) Die im Bereich einer Grunddomäne (siehe rot gekennzeichneten Bereich in der Kerr-mikroskopischen Aufnahme) gemessene innere Hysteresekurve zeigt einen hysteretischen Magnetisierungssprung. Zum Vergleich ist die global gemessene Hysterese (grau) gezeigt. (c) Das Magnetisierungsprofil für den Bereich zwischen zwei im Abstand von  $10 \mu\text{m}$  benachbarten Wänden einer ausgedehnten Schicht wurde von Döring und Otto [99] für je zwei asymmetrische Bloch- und Néelwände berechnet. Aufgrund der wechselwirkenden Wandausläufer ist für den Fall der asymmetrischen Néelwände die Magnetisierungsverkipfung im Domäneninneren bei gleichem Feld um ca.  $14,5^\circ$  erhöht.

Ohne Anliegen eines äußeren Feldes wird die oberflächennahe Magnetisierung der asymmetrischen Blochwände abgebildet (siehe horizontale Linien). Dabei sind die Magnetisierungsrichtungen der Wand an der Schichtober- und -unterseite entgegengesetzt zueinander orientiert. Für Domänenweiten, die deutlich größer als die charakteristische Wandweite sind, sind beide Wandorientierung an der Schichtoberseite energetisch gleichwertig. Folglich werden sowohl Wände mit hellem (mittlere Domänenwand in Abb. 5.18 a, links) als auch dunklem Wandkontrast beobachtet. Im transversalen Feld werden entgegengesetzt zum Feld orientierte Wandbereiche energetisch ungünstig und der Vortex der asymmetrischen Blochwand wandert zu der entsprechenden Schichtoberfläche [64, 66]. Bei  $\mu_0 H_0 = 0,3$  mT erfolgt schließlich eine Umwandlung der Domänenwände in asymmetrische Néelwände [100, 101], die sich in einem Umschlag des Wandkontrasts der zuvor dunkel erscheinenden Wände manifestiert. Nach der Wandumwandlung erscheinen sämtliche Wandabschlussbereiche hell und sind somit bevorzugt entlang der Feldrichtung orientiert. Der für die asymmetrische Néelwand typische Doppelkontrast (siehe Grauwertprofil in Abb. 2.5) wurde unter Anliegen eines transversalen Feldes nicht beobachtet. Dies ist in erster Linie auf die geringen Wandweiten bei der verhältnismäßig geringen Schichtdicke zurückzuführen. In Abbildung 5.18 b ist die Feldabhängigkeit der lokal magnetooptisch gemessenen Grunddomänenmagnetisierung gezeigt. Die Wandumwandlung geht mit einem Sprung der transversalen Domänenmagnetisierungs-komponente einher.

Um die hysteretische, plötzliche Änderung des Magnetisierungswinkels  $\theta$  infolge der Wandumwandlung zu erklären, berechneten Döring und Otto mit Hilfe eines heuristischen Modells das Magnetisierungsprofil zwischen zwei im Abstand von  $10\ \mu\text{m}$  benachbarten asymmetrischen Bloch- bzw. Néelwänden in einer ausgedehnten Schicht (Abb. 5.18 c) [99]. Demnach ist die Magnetisierungsrichtung zwischen zwei asymmetrischen Blochwänden nahezu konstant und wird nur vom äußeren Feld bestimmt. Hingegen zeichnet sich für den Bereich zwischen zwei benachbarten asymmetrischen Néelwänden bei gleicher Feldstärke eine deutlich stärkere Magnetisierungsverkipfung ab. Für  $Q \approx 1,5 \times 10^{-3}$  und eine Schichtdicke von  $120\ \text{nm}$  übernimmt der streufeldfreie Wandkern der asymmetrischen Wand nur einen Anteil der gesamten Magnetisierungs-drehung. Der verbleibende Wandwinkel steckt jedoch in langreichweitigen und untereinander wechselwirkenden Ausläufern, wie sie auch für symmetrische Néelwände typisch sind. Der theoretisch berechnete Unterschied der Domänenmagnetisierung für beide Wandtypen liegt mit  $14,5^\circ$  in der Größenordnung der experimentell beobachteten Stufe  $\Delta\theta_{\text{exp}} \approx 19^\circ$ . Demnach lässt sich der hysteretische Sprung der Domänenmagnetisierung auf die Wechselwirkung benachbarter asymmetrischer Néelwandausläufer zurückführen. Der rasche Abfall der transversalen Magnetisierungs-komponente nahe der Wandkerne ist bei einem asymmetrischen Wandkern jedoch deutlich schwächer ausgeprägt, als es für die unmittelbaren Umgebung eines symmetrischen Kerns berechnet wurde (vgl. Abb. 5.17). Die effektive Wandweite, also der Bereich, in dem die Magnetisierungsrichtung und das lokale effektive Feld stark variieren ( $\Delta\theta > 10^\circ$ ), wird folglich durch die Wandumwandlung nicht wesentlich beeinflusst.

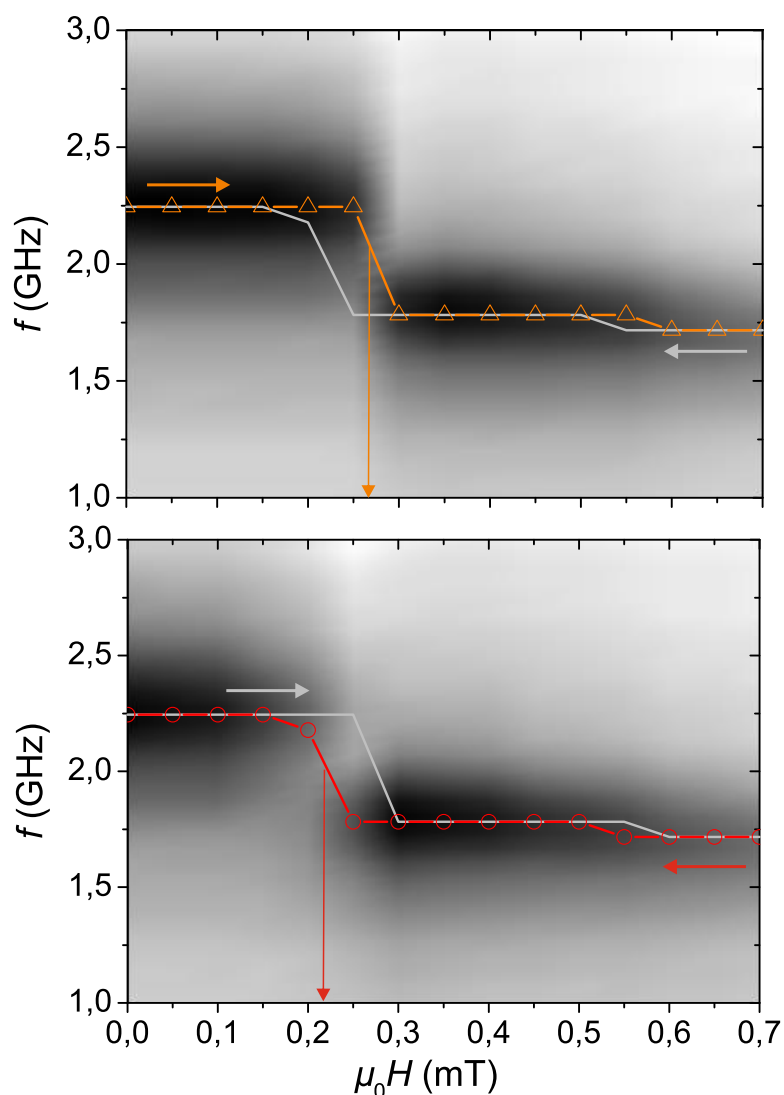
Wie sich die Wandumwandlung im transversalen Feld auf das dynamische Magnetisierungsverhalten der  $180^\circ$ -Domänenstruktur einer  $120\ \text{nm}$  dünnen Schicht auswirkt, wird im Folgenden untersucht. Abbil-

Abbildung 5.19 zeigt den Verlauf der frequenz- und feldabhängigen Permeabilität (ausgedrückt durch Grauwerte) eines entmagnetisierten  $40\ \mu\text{m}$  breiten und  $10\ \text{mm}$  langen Streifens der Schichtdicke  $120\ \text{nm}$  für die Aufmagnetisierung (oben) und Entmagnetisierung (unten) entlang der schweren Magnetisierungsachse. Den Frequenzen maximaler Permeabilität (dunkel) sind farbige Datenpunkte überlagert, die den Verlauf der Domänenresonanzfrequenz angeben. Graue Linien dienen dem Vergleich mit dem Frequenzverlauf der jeweils entgegengesetzten Feldführung.

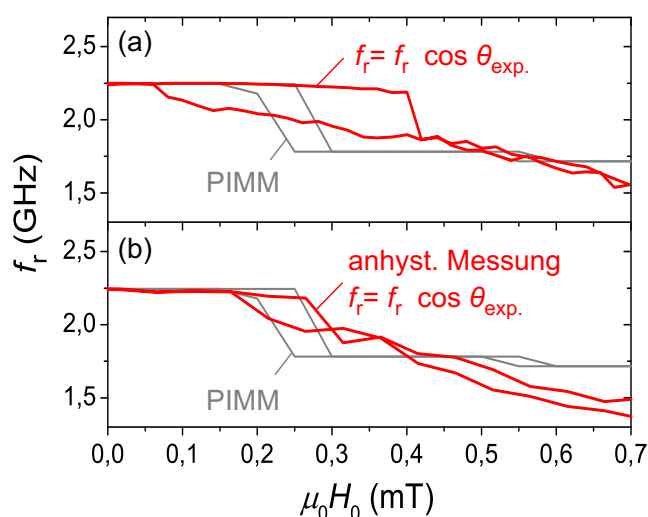
Im Nullfeld ist die akustische Domänenresonanzfrequenz aufgrund der asymmetrischen Blochwände deutlich reduziert gegenüber Schichten mit Dicken im Stachelwandregime und gleicher Domänenweite. Grund ist die verringerte Domänenformanisotropie infolge geringerer effektiver Wandweiten (siehe Abschnitt 5.2.2). Wird das transversale Magnetfeld vom Nullfeld ausgehend erhöht, erfolgt bei etwa  $0,27\ \text{mT}$  eine sprunghafte Reduktion der akustischen Domänenresonanzfrequenz um  $0,46\ \text{GHz}$  von  $2,24$  auf  $1,78\ \text{GHz}$ . Bei weiterer Felderhöhung sinkt die Resonanzfrequenz geringfügig. Für die entgegengesetzte Feldführung folgt der Verlauf der Domänenresonanzfrequenz der gleichen Feldabhängigkeit, wobei der Frequenzsprung bei einem geringfügig kleineren Feld  $\mu_0 H_0 = 0,22\ \text{mT}$  beobachtet wird. Die sprunghafte Frequenzänderung der akustischen Domänenmode erfolgt im gleichen Feldbereich, in dem quasistatisch die Umwandlung der Domänenwände beobachtet wurde. Abbildung 5.20 vergleicht den hysteretischen Verlauf der dynamisch gemessenen Resonanzfrequenz und der anhand der quasistatischen Magnetisierungskurve und Gl. (5.28) ermittelten Frequenz der akustischen Domänenmode im transversalen Feld.

Der anhand der quasistatischen Magnetisierung berechnete Frequenzverlauf (Abb. 5.20 a) besitzt eine deutlich breitere Hysterese als die dynamische Messung. Überlagert man jedoch bei der quasistatischen Magnetisierungsmessung ein senkrecht zu  $H_0$  ( $\parallel H_k$ ) orientiertes Wechselfeld mit abnehmender Amplitude (anhysteretische Messung), wird die Hysterese deutlich eingeschnürt und bildet die PIMM-Messung vergleichsweise gut ab (siehe Abb. 5.20 b). Die Größe der Frequenzänderung infolge des statisch beobachteten Magnetisierungssprungs durch wechselwirkende Néelwandausläufer ist in beiden Fällen etwas kleiner als der dynamisch gemessene Frequenzunterschied. Worauf dieser Unterschied zurückzuführen ist, ist nicht bekannt. Es hat sich jedoch gezeigt, dass der Frequenzverlauf stark von der Genauigkeit der Bestimmung des Magnetisierungswinkels  $\theta$  abhängig ist. Hier liegt eine mögliche Fehlerursache, da die lokale Hysteresemessung im Domänenvolumen ein vergleichsweise schlechtes Signal-zu-Rausch-Verhältnis besitzt. Im Gegensatz zu dem im vorangegangenen Abschnitt diskutierten Stachelwand-Néelwand-Übergang geht die asymmetrische Bloch- Néelwand-Umwandlung nicht mit einer signifikanten Änderung der Wandweite einher. Demzufolge ist der Einfluss der Domänenformanisotropie auf die akustische Domänenresonanz für asymmetrische Bloch- und Néelwände vergleichbar.

Zusammenfassend konnte gezeigt werden, dass die empirisch hergeleitete Abhängigkeit der akustischen Domänenresonanzfrequenz von einem transversal anliegenden Magnetfeld die experimentellen Daten gut widerspiegelt, solange sich die Domänenstruktur und der Domänenwandcharakter nicht wesentlich ändern. Trotz konstanter Domänenweite im transversalen Feld können irreversible Frequenzänderungen



**Abb. 5.19.:** Akustische Domänenresonanzfrequenz von  $40\ \mu\text{m}$  breiten,  $10\ \text{mm}$  langen und  $120\ \text{nm}$  dünnen CoFeB-Streifenelementen in einem vom entmagnetisierten Zustand ausgehenden, zunehmenden transversalen Feld (oben) und anschließend wieder abnehmenden Feld. Als geglättete Grauwerte dargestellt ist die Amplitude der komplexen Permeabilität, gemessen in Feldschritten von  $0,5\ \text{Oe}$ . Der Verlauf der maximalen Permeabilität (Resonanz) ist durch farbig dargestellte Datenpunkte hervorgehoben. Die hellgrauen überlagerten Linien dienen dem Vergleich der Spektren für die entgegengesetzte Feldführung. Für  $0,2 \leq \mu_0 H_0 \leq 0,3\ \text{mT}$  wird eine hysteretische und sprunghafte Änderung der akustischen Domänenresonanzfrequenz um  $0,46\ \text{GHz}$  beobachtet.



**Abb. 5.20.:** a) Vergleich der dynamisch gemessenen Domänenresonanzfrequenzen (grau) mit der anhand der statischen Magnetisierungskurve und Gl. (5.28) berechneten Feldabhängigkeit von  $f_r$ . In b) wird der theoretischen Berechnung die anhysteretisch<sup>25</sup>gemessene Magnetisierungskurve zu Grunde gelegt.

der akustischen Domänenmode auftreten. Diese gehen zum einen auf die Umwandlung der Domänenwände und das sich damit ändernde Domänenformanisotropiefeld zurück. Zum anderen kann die Wechselwirkung von langreichweitigen Wandausläufern eine zusätzliche Magnetisierungsverkipfung und damit eine Reduktion der Resonanzfrequenz herbeiführen.

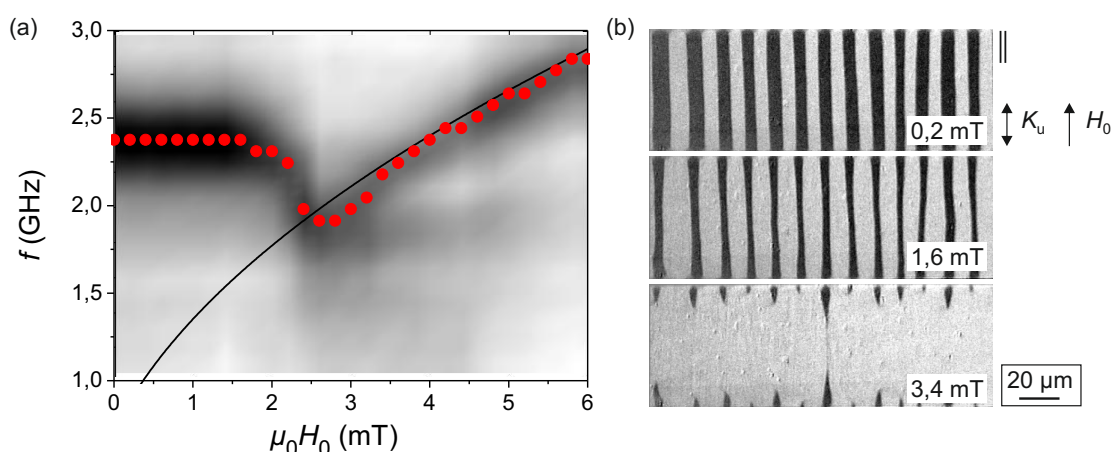
### 5.3.2. Longitudinales Magnetfeld

Liegt das äußere Magnetfeld parallel zur Anisotropieachse, resultiert eine Feldänderung in der Verschiebung der  $180^\circ$  Domänenwände. Dabei wachsen die entlang der Feldrichtung magnetisierten Grunddomänen (Typ I) auf Kosten der antiparallel zu  $H_0$  magnetisierten Domänen (Typ II). Die Zunahme der Domänenweite  $w_I$  bzw. Abnahme von  $w_{II}$  legt zunächst die Vermutung nahe, dass aufgrund der unterschiedlichen Domänenformanisotropiebeiträge anstelle einer einzelnen Resonanzfrequenz für  $H_0 > 0$  zwei Domänenmoden mit  $f_{r,I} > f_{r,II}$  anregbar sind. Wie bereits von Queitsch et al. [45] gezeigt wurde und beispielhaft in Abbildung 5.21 a für eine strukturierte 120 nm CoFeB-Schicht dargestellt ist, wird für  $0 < H_0 < H'_s$  (<sup>26</sup>) jedoch nur eine Domänenresonanzmode beobachtet. Die Anregungsfrequenz der Domänenmode bleibt für kleine  $H_0$  zunächst konstant und fällt nahe  $H'_s$  rasch ab. Im Bereich  $H'_s < H_0 < H_s$  ist das Streifeninnere bereits homogen magnetisiert. Nur an den Kanten bleiben

<sup>25</sup>Bei der anhysteretischen Magnetisierungsmessung wird jedem statischen Feld ein senkrecht dazu orientiertes Wechselfeld ( $\parallel H_k$ ) abklingender Amplitude überlagert. Die maximale Wechselfeldamplitude beträgt 1 mT bei einer Frequenz von 10 Hz und einer Abklingzeit von 5 s. Ziel ist die Reduktion hysteretischer Effekte und damit eine feldabhängige Magnetisierung, die jeweils nahe am Gleichgewichtszustand liegt.

<sup>26</sup>Als  $H'_s < H_s$  wird die Feldstärke gekennzeichnet, bei der die vertikalen Domänenwände verschwinden und nur noch Spitzendomänen an den Elementkanten zurückbleiben

kleine Spitzendomänen mit entgegengesetzt zum Feld orientierter Magnetisierung zurück. In diesem Bereich liegt die Resonanzfrequenz unterhalb des Werts der von Kittel [68] beschriebenen uniformen Mode (schwarze Linie). Ursache ist die aufgrund der Spitzendomänen reduzierte effektive Streifenbreite, in der eine Anregung stattfindet. Je schmaler eine Streifenstruktur mit senkrechter Magnetisierung, desto größer ist das entmagnetisierende Feld, das dem äußeren Feld entgegen wirkt. Für  $H_0 > H_s$  folgt die Resonanzfrequenz schließlich der uniformen Mode eines langen Streifens.

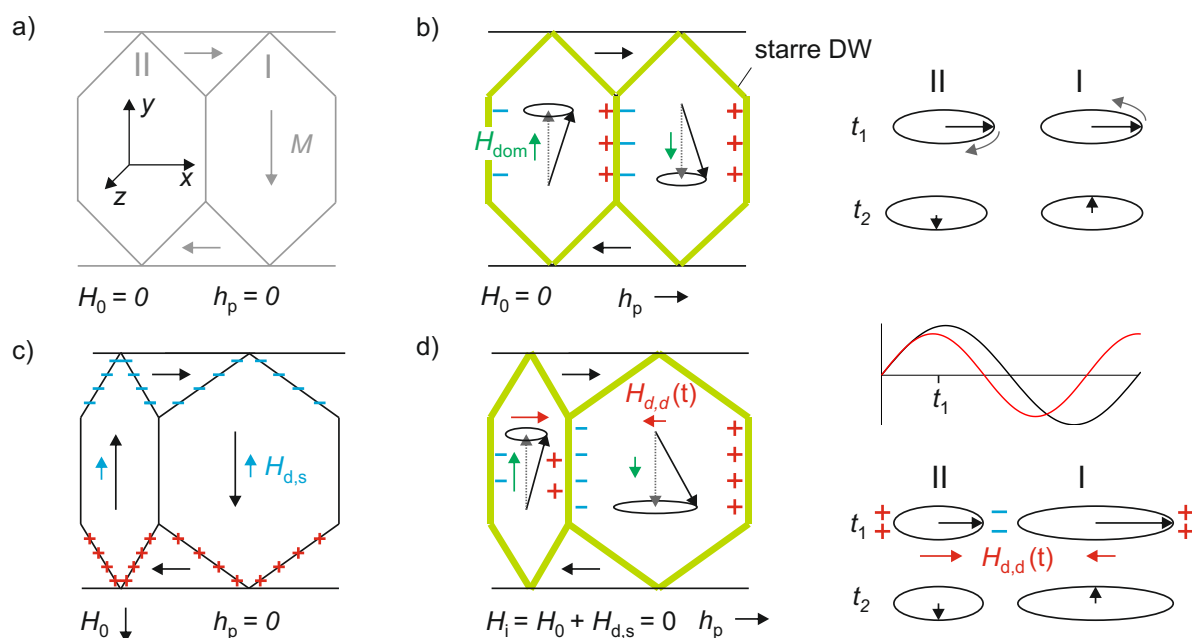


**Abb. 5.21.:** (a) Dynamische Magnetisierungsantwort eines 10 mm langen und 60  $\mu\text{m}$  breiten Streifens einer 120 nm CoFeB Schicht im longitudinalen Magnetfeld ( $H \parallel K_u$ ). Die Grauwerte entsprechen der Amplitude der dynamischen Permeabilität, dunkle Bereiche indizieren eine resonante Anregung. Zum Vergleich sind die Datenpunkte maximaler Permeabilität (also die feldabhängigen Resonanzfrequenzen) und der theoretische Verlauf der uniformen Mode eines gesättigten Streifens (schwarze Linie) gezeigt. Für kleine Felder wird eine resonante Mode der in (b) für ausgewählte  $H_0$  gezeigten Abschlussdomänenstruktur angeregt.

Das Auftreten einer Domänenmode, deren Frequenz zunächst von der Änderung der Domänenweiten und dem äußeren Feld (siehe Kerr-Aufnahmen in Abb. 5.21 b) unabhängig scheint, wird anhand von Abbildung 5.22 erklärt.

Ohne ein von außen anliegendes Feld trägt bei Anregung im GHz-Bereich in Domäne I und Domäne II das induzierte Anisotropiefeld und das Domänenformanisotropiefeld zum effektiven Feld bei (Abb. 5.22 b). Unter der Annahme starrer Wände entstehen auf beiden Seiten einer Domänenwand dynamische Ladungen, wobei die Netto-Ladung über eine Wand hinweg gleich Null ist. Die Folge der bipolaren Ladung der Wandbereiche ist eine Domänenformanisotropie. Liegt nun ein äußeres statisches Feld  $H_0$  parallel zur Magnetisierung I an, führt dies zum Wachstum von Domäne I auf Kosten von Domäne II (5.22 c). Die Zu- bzw. Abnahme von  $w_I$  und  $w_{II}$  in einem moderaten äußeren Feld führt zu monopolar geladenen Domänenwänden zwischen Grund- und Abschlussdomänen und damit zu einem statischen entmagnetisierenden Feld  $\vec{H}_{d,s}$ . Dieses statische Dipolfeld  $\vec{H}_{d,s}$  ist  $\vec{H}_0$  entgegengerichtet. Je größerer das von außen anliegende Feld, desto stärker wird  $H_{d,s}$ . Solange der sich ändernde äußere magnetische Fluss,  $B_{\text{ext}}$ , durch eine Magnetisierungsänderung über die Verschiebung der 180°-Wände kompensiert werden kann,





**Abb. 5.22.:** Statische (a, c) und dynamische (b, d) Magnetisierungsprozesse und Beiträge zum effektiven Feld in einem  $180^\circ$ -Domänenzustand ohne (a, b) und mit (c, d) anliegendem äußeren Feld. Ohne äußeres Feld präzidiert die Magnetisierung nach Anregung durch  $h_p$  um das lokale effektive Feld, das vom Anisotropiefeld und vom effektiven Domänenformanisotropiefeld  $H_{\text{dom}}$  bestimmt wird. Anhand der Präzessionsquerschnitte (rechts) sind die dynamischen Magnetisierungscomponenten der akustischen Mode zu unterschiedlichen Zeiten  $t_1$  und  $t_2$ , sowie die Netto-Ladungen dargestellt. Infolge von  $H_0 \neq 0$  wächst Domäntyp I auf Kosten von Typ II (c). Dies führt zu magnetisch geladenen Wänden zwischen Grund- und Abschlussdomänen und einem statischen entmagnetisierenden Feld  $H_{\text{d,s}}$ . Dieses ist dem äußeren Feld entgegengerichtet und führt bei kleinen  $H_0$  dazu, dass das innere Feld Null ist. Aufgrund der unterschiedlichen effektiven Domänenformanisotropie ( $H_{\text{dom}}^I < H_{\text{dom}}^{II}$ ) ist die hf-Permeabilität in I größer als in II (d). Bei Anregung der akustischen Domänenmode führt dies zu polaren dynamischen Ladungen an den  $180^\circ$ -Wänden. Das dynamische Dipolfeld  $H_{\text{d,d}}(t)$  infolge der gekoppelten Oszillation in I und II wirkt der erhöhten effektiven Domänenformanisotropie von I entgegen bzw. erhöht die Rückstellkraft in II.

ist das innere Feld  $H_i$  Null:

$$B_{\text{ext}} = \mu_0 H_0 = \mu_0 (M_{y,\text{I}} - M_{y,\text{II}} + H_i) \quad \text{mit} \quad H_i = H_0 + H_{\text{d,s}} = 0.$$

Das statische Entmagnetisierungsfeld  $H_{\text{d,s}}$  kompensiert also vollständig das von außen angelegte Feld  $H_0$ . Solange  $H_i = 0$ , trägt bei dynamischer Anregung (Abb. 5.22 d) das äußere Feld also nicht zum effektiven Feld bei. Im Vergleich zum Nullfeld (b) ist das Domänenformanisotropiefeld bei Anliegen eines statischen Feldes in I aufgrund der Zunahme von  $w_{\text{I}}$  erniedrigt, in II erhöht. Aufgrund der unterschiedlichen Domänenformanisotropie ist die Hf-Permeabilität entlang  $x$  in beiden Domänen verschieden, wobei  $\mu_{\text{I}} > \mu_{\text{II}}$ . Wären die zwei benachbarten Domänen magnetostatisch entkoppelt, ließe sich in der Zeitdomäne eine Schwebung der zwei Resonanzfrequenzen  $f_{\text{r,I}} < f_{\text{r,II}}$  mit  $f = (f_{\text{r,I}} + f_{\text{r,II}})/2$  beobachten. Das Fourier-transformierte Signal müsste jedoch nach wie vor zwei separate Frequenzen offenbaren. Experimentell wird jedoch nur eine Domänenmode angeregt. Ein Anregungspuls in der Schichtebene senkrecht zur Magnetisierung bewirkt auf beide Makrospins I und II ein Drehmoment unterschiedlichen Vorzeichens. Damit wird die Magnetisierung der einen Domäne zunächst aus der Schichtebene heraus, die der anderen in die Schichtebene hinein ausgelenkt. Anschließend nimmt in beiden Domänen die dynamische  $x$ -Komponente der Magnetisierung zu (siehe Skizze zweier Sinusschwingungen unterschiedlicher Frequenz und Amplitude in Abb. 5.22 d). Nahe der maximalen  $x$ -Auslenkung der Magnetisierung entsteht aufgrund der unterschiedlichen Permeabilität (anders als im Nullfeld, wo  $w_{\text{I}} = w_{\text{II}}$ ) eine dynamische magnetische Nettoladung im Bereich der Wände. Diese resultiert in einem dynamischen Dipolfeld  $H_{\text{d,d}}(t)$ . Im Domärentyp I wirkt  $H_{\text{d,d}}(t)$  der Reduktion der Domänenformanisotropie entgegen und wirkt versteifend auf die Magnetisierung. Hingegen hat  $H_{\text{d,d}}(t)$  in Domäne II einen abschwächenden Effekt auf die erhöhte Domänenformanisotropie. Solange also das innere Feld Null ist (durch Anwesenheit von  $180^\circ$ -Domänenwänden und parallel zu den Kanten magnetisierter Abschlussdomänen), führt das Wachstum einer Domänenart auf Kosten der anderen zu einem dynamischen Dipolfeld, das der Ursache seiner Entstehung entgegen gerichtet ist. Das dynamische Feld  $H_{\text{d,d}}(t)$  trägt zum effektiven Feld bei und erlaubt eine magnetostatisch gekoppelte Magnetisierungspräzession in Phase bezüglich der Komponente senkrecht zur Wandebene. Als Folge kann trotz unterschiedlicher Beiträge der Domänenformanisotropie zum effektiven Feld bei Anliegen eines moderaten äußeren Feldes eine entartete akustische Domänenmode mit der charakteristischen Frequenz  $f = f(H_0 = 0)$  angeregt werden.

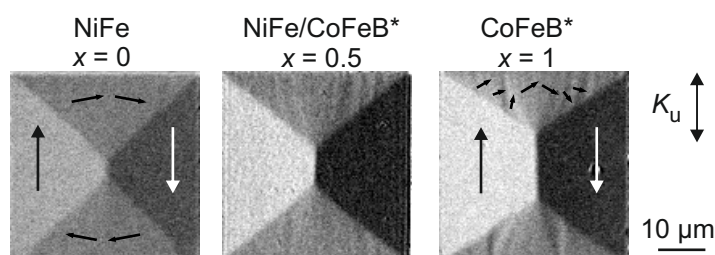
Zusammenfassend wurde in diesem Kapitel das Modell der Domänenformanisotropie für  $180^\circ$ -Domänenstrukturen mit Abschlussdomänen und gezielt variierten Domänenweiten, Wandtypen und äußeren Magnetfeldern verifiziert. Dabei hat sich gezeigt, dass die akustische Domänenresonanz gut mit Hilfe eines Domänenformanisotropiefeldes vorhergesagt werden kann. In Ergänzung zu dem von Wolf et al. [102] vorgeschlagenen Ansatz müssen jedoch die endliche Wandweite und die inhomogene Verteilung des entmagnetisierenden Feldes bei der Berechnung des Domänenformanisotropiefeldes berücksichtigt werden. Liegt anstelle eines reinen  $180^\circ$ -Domänenzustandes eine Abschlussdomänenstruktur vor, er-

gibt sich das Domänenformanisotropiefeld lediglich aus dem formalen Dipolfeld eines vergleichbaren homogen und senkrecht zur Grunddomänenmagnetisierung magnetisierten Prismas. Die Parameter Domänenweite und Domänenwandweite bieten folglich einen großen Spielraum, die Resonanzfrequenz von inhomogenen Magnetisierungsstrukturen gezielt anzupassen.

Im folgenden Kapitel wird diskutiert, wie die Domänenstruktur mit einer Anisotropieanpassung zur Einstellung der Resonanzfrequenz in strukturierten Elementen wechselwirkt.

## 6. Dynamischer Kompensationseffekt magnetischer Domänen in strukturierten Schichten

Um die ferromagnetische Resonanzfrequenz zu beeinflussen, werden häufig Legierungssysteme mit geeigneter Anisotropiestärke gewählt. Außerdem lässt sich durch Kombination von Schichten mit unterschiedlicher Anisotropie in Form von mehrlagigen Systemen die Anisotropie in den Grenzen der Einzelschichteigenschaften beliebig variieren [47]. In diesem Kapitel wird das Resonanzverhalten ein- und mehrlagiger strukturierter  $\text{CoFeB}^*_{(20\text{nm}\cdot x)}/\text{NiFe}_{(40\text{nm}\cdot(1-x))}/\text{CoFeB}^*_{(40\text{nm}\cdot x)}/\text{NiFe}_{(40\text{nm}\cdot(1-x))}/\text{CoFeB}^*_{(20\text{nm}\cdot x)}$  (kurz:  $\text{NiFe}/\text{CoFeB}^*$ ) - Elemente mit systematisch variierender effektiver Anisotropiestärke (siehe Tab. 4.1) und Abschlussdomänenstruktur diskutiert. Die experimentellen Ergebnisse wurden ausführlich in einer vorhergehenden Arbeit [47] vorgestellt.



**Abb. 6.1.:** Domänenzustände in ein- oder mehrlagigen  $40\ \mu\text{m} \times 40\ \mu\text{m}$ -Quadraten mit einer Gesamtdicke von  $80\ \text{nm}$  und variierendem  $\text{CoFeB}^*$ -Anteil  $x$  am Schichtsystem nach Entmagnetisierung entlang der leichten Achse. Die Pfeile folgen der lokalen Magnetisierungsrichtung.

Ohne Anlegen eines äußeren Magnetfeldes wurde in quadratischen Elementen nach Entmagnetisierung entlang der leichten Magnetisierungsachse eine anisotropieabhängige Landau- Abschlussdomänenstruktur<sup>27</sup> beobachtet (siehe Abb. 6.1). Anders als in den bisher diskutierten Streifenelementen kann sich in den Quadraten nicht die Gleichgewichtsdomänenweite mit  $90^\circ$ -Wänden zwischen Grund- und Abschlussdomänen einstellen. Grund ist die laterale Begrenzung der Elemente senkrecht zur leichten Magnetisierungsachse. Die Zahl der Grund- und Abschlussdomänen in den quadratischen Elementen hängt

<sup>27</sup>Der Landau-Domänenzustand ist eine Abschlussdomänenstruktur, bei der die Magnetisierung parallel zu den Kanten eines rechtwinkligen Elements im Kreis läuft und die Grunddomänen mit  $M \parallel K_u$  durch eine  $180^\circ$ -Domänenwand voneinander getrennt sind [103]

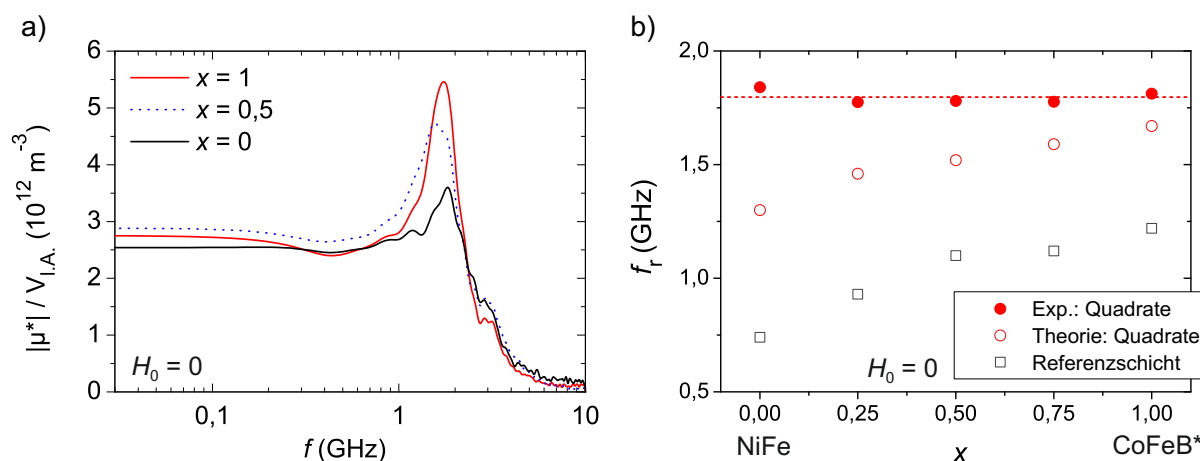
nicht nur von der Anisotropie, sondern in erster Linie von der Orientierung des Feldes während des Entmagnetisierungsprozesses ab. Wie anhand der Kerr-Aufnahmen in Abb. 6.1 ersichtlich ist, wird die zunehmende Anisotropiestärke durch eine Reduktion des Abschlussdomänenvolumens kompensiert. Auf diese Weise wird der Beitrag der Anisotropieenergie zur Gesamtenergie reduziert. Die Anpassung der Domänenstruktur an eine zunehmende Anisotropiestärke impliziert folglich auch die Verlängerung der  $180^\circ$ -Domänenwand sowie die Reduktion des Domänenwandwinkels zwischen Grund- und Abschlussdomänen. Eine ideal entlang der Kanten orientierte Magnetisierung innerhalb der Abschlussdomänen würde bei Domänenwandwinkeln  $< 90^\circ$  in magnetischen Polen oder Ladungen an den Wänden resultieren. Dies hätte eine erhebliche Erhöhung des magnetostatischen Beitrags zur Wandenergie zur Folge. Um Wandladungen zu vermeiden, folgt die Magnetisierung innerhalb der Abschlussdomänen einem Kreisbogen, wie anhand des Grauwertverlaufs der Kerraufnahmen erkennbar ist. Zudem bildet sich innerhalb der Abschlussdomänen eine ripple-ähnliche<sup>28</sup> Subdomänenstruktur aus. Diese Modulation der Magnetisierung resultiert in der Reduktion der Anisotropieenergie bei gleichzeitiger Vermeidung von Oberflächenladungen an den Elementkanten, indem magnetische Ladungen auf das Volumen der Abschlussdomänen verteilt werden.

Abbildung 6.2 a vergleicht exemplarisch die Permeabilitätsspektren der gezeigten Domänenstrukturen. Dabei wurde der Betrag der komplexen Permeabilität auf das anisotropieabhängige Volumen der Grunddomänen normiert, um den Beitrag des von Probe zu Probe mit  $x$  variierenden und prinzipiell anregbaren Domänenvolumens außer Betracht zu lassen.

Auch ohne Anliegen eines äußeren Magnetfeldes wird eine Magnetisierungspräzession angeregt. Der Peak der Permeabilitätsspektren bei etwa 1,6 GHz kann der akustischen Domänenmode zugeordnet werden. Dabei zeigen die Frequenzen der akustischen Domänenresonanz (b) keine Abhängigkeit vom CoFeB\*-Anteil am Schichtsystem und der sich gleichermaßen ändernden Anisotropiestärke. Im Nullfeld präzidieren die Magnetisierungen der beiden Grunddomänen untereinander gekoppelt um das lokale effektive Feld. Bei Präsenz einer Domänenstruktur wird das effektive Feld neben der Anisotropiefeldstärke zusätzlich durch einen Formanisotropieterm der Domänen bestimmt. Folgt man den Ergebnissen des vorangegangenen Kapitels, so ist der Domänenformbeitrag aufgrund einer konstanten endlichen Domänenweite jedoch für alle Elemente mit unterschiedlichem CoFeB\*-Anteil etwa gleich groß. Trägt das konstante Domänenformanisotropiefeld zum effektiven Feld bei, ergibt sich ein theoretischer Verlauf der Domänenresonanzfrequenz, wie in Abb. 6.2 b (offene Kreise) gezeigt. Demnach ist zu erwarten, dass die Anisotropiezunahme in einer Steigerung der ferromagnetischen Domänenresonanzfrequenz analog zum Verhalten der ausgedehnten Schichten resultiert. Jedoch kompensiert bei dynamischer Anregung die angepasste Landastruktur die Anisotropieänderung derart, dass – im Gegensatz zur uniformen Mode in ausgedehnten Schichtsystemen – die Domänenresonanzfrequenz von der Anisotropie unabhängig wird.

---

<sup>28</sup>Unter Magnetisierungsripple wird eine leichte streifenförmige Subdomänentextur senkrecht zur mittleren Magnetisierungsrichtung verstanden. Ripple-artige Substrukturen sind typisch in ausgedehnten polykristallinen Schichten mit lokal variierender Anisotropieachse oder inhomogenen Materialeigenschaften [20]

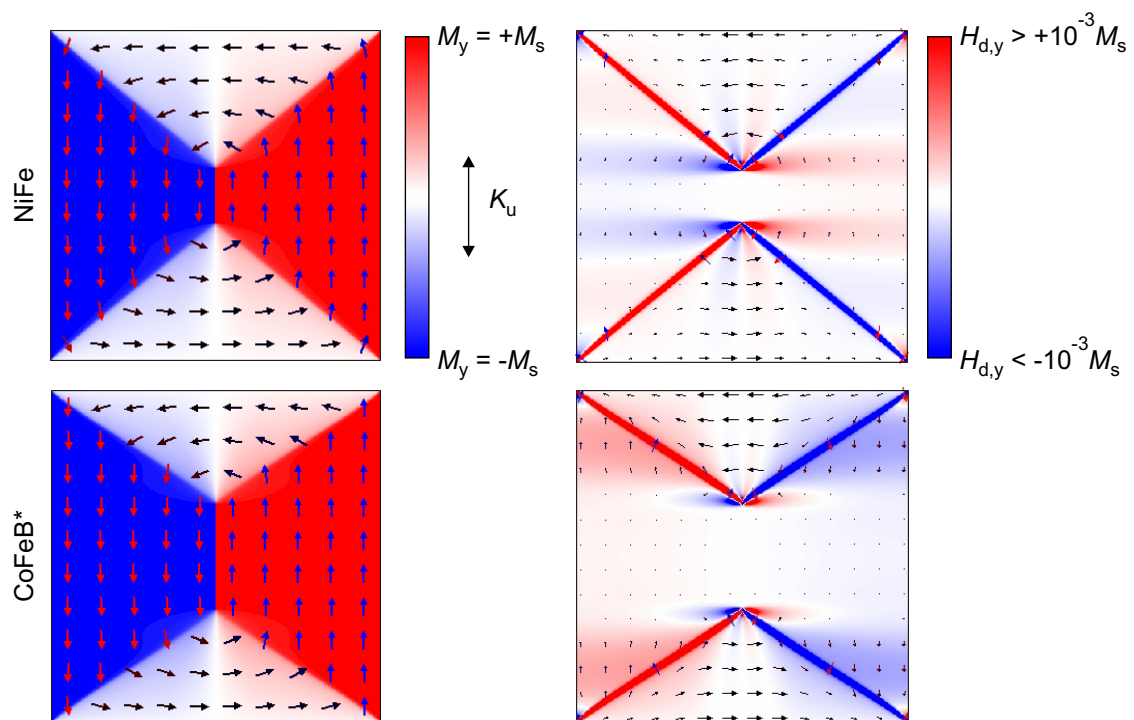


**Abb. 6.2.:** a) Die Permeabilitätsspektren von quadratischen Elementen mit unterschiedlichem CoFeB\*-Schichtanteil  $x$  wurde auf das Volumen der Grunddomänen mit einer Magnetisierung parallel zur leichten Magnetisierungsachse normiert. Die Peakamplitude der Domänenresonanzmode sinkt mit abnehmender Anisotropie. b) Die experimentell gemessene akustische Domänenresonanz ohne Anliegen eines äußeren Magnetfeldes zeigt für die quadratischen Strukturen keine Abhängigkeit von  $x$  und der damit einhergehenden Anisotropieänderung. Zum Vergleich sind die Nullfeld-Resonanzfrequenzen der ausgedehnten Referenzschichten und die auf Grundlage des Domänenformanisotropiemodells theoretisch ermittelten Werte für die strukturierten Elemente gezeigt.

Im Folgenden werden mögliche Ursachen für den Effekt der dynamischen Anisotropie-Kompensation durch magnetische Domänen diskutiert.

### Statisches Entmagnetisierungsfeld

Die Anregung einer uniformen Präzessionsbewegung der Magnetisierung im Grunddomänenvolumen setzt eine nahezu homogene Entmagnetisierungsfeldverteilung innerhalb der Domäne voraus. Ist die Entmagnetisierungsfeldverteilung hingegen nur in einem kleinen Bereich einer Domäne annähernd homogen, wird nicht das gesamte Domänenvolumen dynamisch angeregt. Die Magnetisierungs- und Feldverteilung wurde für je ein NiFe- und CoFeB\*-Element simuliert. Aufgrund der großen Elementdimensionen wurde eine Zellgröße von  $100 \text{ nm} \times 100 \text{ nm} \times 80 \text{ nm}$  gewählt. Die Zellgröße ist damit deutlich größer als die Austauschlänge ( $\Lambda_d \approx 5 \text{ nm}$ ) beider Materialien. Demzufolge kann die simulierte Magnetisierungsverteilung vor allem in Domänenwandbereichen nur bedingt interpretiert werden. Mit Hilfe einer wirbelförmigen Ausgangsmagnetisierung konnten jedoch die wesentlichen Charakteristika der Elemente unterschiedlicher Anisotropie numerisch abgebildet werden. So zeigen auch die numerischen Ergebnisse bei Erhöhung der Anisotropie eine Verlängerung der  $180^\circ$ -Domänenwand bei gleichzeitiger Reduktion des Abschlussdomänenvolumens und konstanter Domänenzahl. Abbildung 6.3 zeigt neben den simulierten Domänenkonfigurationen auch die dazugehörige Verteilung des entmagnetisierenden Feldes.



**Abb. 6.3.:** Simulierte Domänenkonfiguration in einem  $40\mu\text{m} \times 40\mu\text{m}$  NiFe- und CoFeB\*-Element, sowie die dazugehörige Verteilung des statischen Entmagnetisierungsfeldes. Farblich hervorgehoben sind jeweils die Vektorkomponenten, die parallel zur induzierten Anisotropie liegen.

Das Entmagnetisierungsfeld ist sehr groß im Bereich der diagonalen Domänenwände und klein im Volumen der Grunddomänen. Im Bereich der  $180^\circ$ -Wand ist die Amplitude des Entmagnetisierungsfeldes nahezu null. Dabei handelt es sich um ein Artefakt, das aus der groben Zellgröße resultiert. Anstelle eines graduellen Übergangs von der Magnetisierungsrichtung der einen Grunddomäne zur Nachbardomäne klappt die Magnetisierung von einer Zelle zur nächsten vollständig um. Entscheidend zur Erklärung der dynamischen Anisotropiekompensation ist jedoch die Feldverteilung im Inneren der Grunddomänen. Ist das innere Feld  $H_d$  sehr inhomogen, variiert die lokale Resonanzfrequenz sehr stark und es kann keine homogene Präzession der Domänenmagnetisierung angeregt werden. Vergleicht man das Entmagnetisierungsfeld der zwei Elemente mit unterschiedlicher Anisotropie, so erscheint dieses im Inneren der CoFeB\*-Grunddomänen sowohl in seiner Richtung als auch in seiner Amplitude deutlich homogener. Die Zunahme der  $180^\circ$ -Wandlänge geht folglich mit einer Vergrößerung des dynamisch aktiven Domänenvolumens einher. Als dynamisch aktiv wird dabei der Bereich bezeichnet, indem die innere Feldverteilung als annähernd homogen beschrieben werden kann.

Betrachtet man die Amplitude der auf das Grunddomänenvolumen normierten Permeabilität (Abb. 6.2 b), fällt auf, dass die Permeabilität der Domänenmode systematisch mit abnehmender Anisotropie sinkt<sup>29</sup>. Dies steht im Gegensatz zu dem Verhalten homogen magnetisierter ausgedehnter Schichten, bei denen mit zunehmender Anisotropie, also steigendem  $x$ , eine Verringerung der Permeabilität für Felder entlang der schweren Magnetisierungsachse beobachtet wird. Die Abnahme der Permeabilität der akustischen Domänenmode bestätigt die Schlussfolgerung eines verringerten dynamischen Anregungsvolumens in Elementen mit niedriger Anisotropie.

Gleichzeitig lässt die mit sinkender Anisotropie zunehmende Feldinhomogenität auch vermuten, warum das im vorangegangenen Kapitel diskutierte Modell der Domänenformanisotropie versagt (siehe offene runde Symbole in Abb. 6.2 b), wenn die Form der Grunddomänen deutlich von der eines Prismas abweicht.

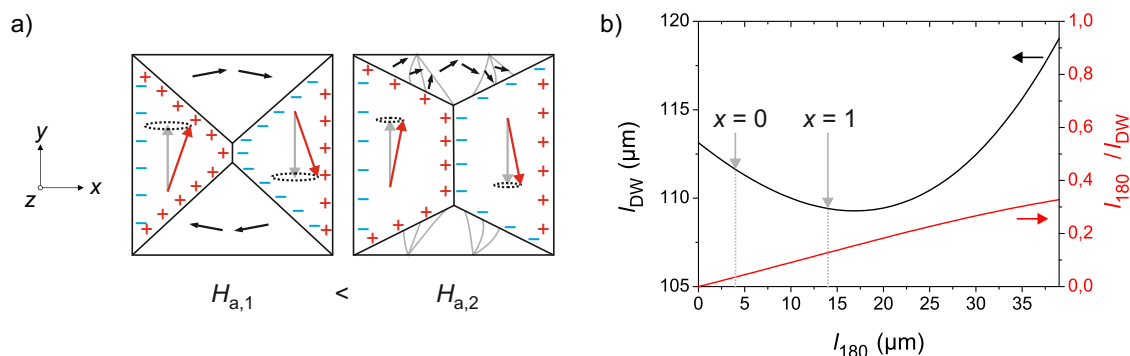
### Dynamischer Beitrag der Entmagnetisierungsenergie

Hinter dem in Kapitel 5 untersuchten Modell der Domänenformanisotropie in  $180^\circ$ -Domänenstrukturen verbirgt sich nichts anderes als der Beitrag eines zeitabhängigen Dipolarfeldes zum effektiven Feld [46]. Das lokale effektive Feld leitet sich aus der Änderung der freien Energie  $\partial U$  bei Änderung der Magnetisierung um  $\partial M$  ab. Die genaue Bestimmung der lokalen Feldverteilung unter Berücksichtigung statischer und dynamischer Beiträge erfordert ein aufwendiges analytisches Domänenmodell oder mikromagnetische Simulationen. Letztere sind vor allem aufgrund der realen Elementdimensionen und der notwendigen Zellgrößen sehr aufwändig. Im Folgenden werden die anisotropieunabhängigen Domänenresonanzfrequenzen nur anhand einer qualitativen Betrachtung der dynamischen dipolaren Beiträge zur

<sup>29</sup>Die hier diskutierte Abnahme der Permeabilität wird im Folgenden rein qualitativ diskutiert, da eine Quantifizierung die Kenntnis des genauen Abstands zwischen Proben- und Wellenleiteroberfläche voraussetzt



Gesamtenergie erklärt.



**Abb. 6.4.:** a) Schema der akustischen Domänenresonanz in zwei Elementen unterschiedlicher Anisotropie. Die dazugehörige skizzierte Ladungsverteilung entspricht einer Momentaufnahme, bei der  $m_x(t)$  maximal ist. Ein verringertes dynamisches aktives Grunddomänenvolumen ist zur Vereinfachung in der Skizze nicht berücksichtigt. b) Die Gesamtwandlänge nimmt für die untersuchten Proben mit zunehmendem  $x$  ab. Gleichzeitig steigt die anteilige Länge der dynamisch dipolar-geladenen  $180^\circ$ -Wand.

Im Frequenzbereich der beobachteten Domänenresonanz werden die Domänenwände wiederum als starr, d.h. mit einer Permeabilität von null, betrachtet. Die Skizzen 6.4 a veranschaulichen die uniforme Makrospinpräzession innerhalb der Grunddomänen für zwei Elemente unterschiedlicher Anisotropie. Infolge der zeitabhängigen Magnetisierungsänderung in den Grunddomänen entstehen dynamische magnetische Pole an den Grenzflächen zwischen Bereichen dynamischer und statischer Magnetisierung sowie an den seitlichen Elementkanten. Ohne Anliegen eines äußeren Feldes wirkt auf die präzedierende Magnetisierung eine Rückstellkraft in Form des zeitabhängigen Anisotropie- und Entmagnetisierungsfeldes. Aus den Messergebnissen folgt, dass die Anisotropieänderung für variierende  $x$  von einem dynamischen Dipolfeld derart kompensiert werden muss, dass das effektive Feld für alle Elemente gleich ist und in einer konstanten Domänenresonanzfrequenz resultiert. Im Folgenden wird der Ursprung eines anisotropieabhängigen dynamischen Dipolfeldes qualitativ erklärt:

- Anders als in Ref. [104] argumentiert wird, ist der Beitrag des dynamischen Entmagnetisierungsfeldes nicht vom Präzessionswinkel (und damit von  $H_k$ ) abhängig, solange es sich um kleine Auslenkungen der Magnetisierung handelt. So ist beispielsweise auch das für die Resonanzfrequenz maßgebliche Formanisotropiefeld eines langen, dünnen magnetisch gesättigten Streifens lediglich durch  $M_s(N_x - N_y)$  gegeben und variiert nicht für unterschiedlich starke (kleine) Auslenkungen der Magnetisierung.
- Ein Vergleich der magnetischen Ladungsverteilung in Abb. 6.4 a zeigt, dass für den Fall des niedriganisotropen Elements die Pole im Bereich der Domänenwände und die jeweils ungleichnamigen Ladungen an den Elementkanten durch den steileren Verlauf der Wand deutlich näher beieinanderliegen. Dies bewirkt ein stärkeres entmagnetisierendes Feld innerhalb der Grunddomänen und damit eine höhere rückstellende Kraft auf die präzedierende Magnetisierung. Die im vorange-

gangen Abschnitt diskutierte Einschnürung des dynamisch angeregten Grunddomänenvolumens verstärkt diesen Effekt zusätzlich. Eine Verlängerung der  $180^\circ$ -Wand hingegen bewirkt, dass die entgegengesetzten Wand- und Kantenladungen räumlich weiter auseinander liegen und damit das entmagnetisierende Feld im dynamisch aktiven Domäneninneren geringer ist.

- Gleichzeitig rücken mit zunehmender  $180^\circ$ -Wandlänge gleichnamige Ladungen an gegenüberliegenden Wänden zwischen einer Grunddomäne und ihren beiden benachbarten Abschlussdomänen weiter auseinander. Dies resultiert in einer Reduktion des magnetostatischen Energiebeitrags zur Gesamtenergie. Die Reduktion des dynamisch aktiven Domänenvolumens in niedrig-anisotropen Elementen ausgeprägter Feldinhomogenität hingegen lässt gleichnamige Ladungen noch näher einanderrücken als in der Skizze gezeigt.
- In Abb. 6.4 b ist die Gesamtwandlänge  $l_{DW}$  in Abhängigkeit der Länge der  $180^\circ$ -Wand  $l_{180}$  dargestellt. Dabei folgt  $l_{DW}$  aus rein geometrischen Überlegungen. Für die untersuchte Probenserie ( $0 \geq x \leq 1$ ) nimmt die Gesamtlänge der dynamisch geladenen Wände stetig mit zunehmendem  $x$  ab. Dies impliziert ebenso eine Reduktion des magnetostatischen Energiebeitrags.
- Wie bereits im vorangegangenen Kapitel diskutiert, ist das entmagnetisierende Feld im Inneren einer Domäne u.a. abhängig von der endlichen Breite der  $180^\circ$ -Wände. Im Gegensatz zu den polar geladenen Wandbereichen zwischen Grund- und Abschlussdomänen treten beiderseits der  $180^\circ$ -Wände ungleichnamige dynamische Ladungen auf. Ein Großteil des Dipolfeldes ist also im Bereich der Domänenwand konzentriert und reduziert das effektiv in den angrenzenden Domänen wirkende Entmagnetisierungsfeld. Das bedeutet: Je länger die  $180^\circ$ -Wand der Landastruktur, desto stärker ist die dynamische Kompensation des dipolaren Feldes über die Wand hinweg.

Anhand einfacher magnetostatischer Betrachtungen der dynamischen Ladungsverteilung in Elementen unterschiedlicher Anisotropiestärke konnten die Ursachen für eine konstante Resonanzfrequenz aufgezeigt werden. Dabei ist aufgrund der kurzen  $180^\circ$ -Wandlänge in niedrig-anisotropen Elementen das im vorangegangenen Kapitel untersuchte Domänenformanisotropiemodell nicht zur Abschätzung der akustischen Domänenresonanzfrequenzen geeignet. Stattdessen scheint die Form der Ladungsverteilung und der große Anteil an dynamisch polar geladenen Wänden dem Effekt der geringeren Anisotropie entgegen zu wirken.

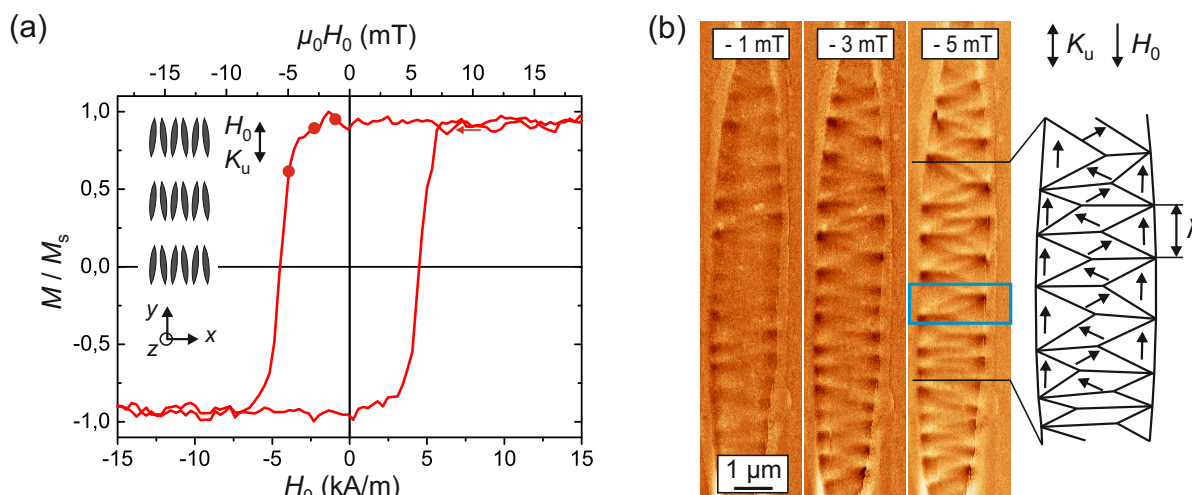
## 7. Magnetisierungsdynamik von Bucklingdomänenstrukturen

Nachdem im vorangegangenen Kapitel die dynamischen Eigenschaften von Domänenstrukturen mit vergleichsweise hoher Symmetrie und großen Domänendimensionen diskutiert wurden, steht in diesem Kapitel das dynamische Anregungsspektrum von Bucklingdomänenstrukturen als ein Vertreter von Magnetisierungsverteilungen geringer Symmetrie bei gleichzeitig vergleichsweise geringer Domänengröße im Fokus der Betrachtungen. Zunächst wird anhand von Domänenuntersuchungen das quasi-statische Magnetisierungsverhalten linsenförmiger Elemente demonstriert. Aufbauend darauf schließt sich die Diskussion der dynamischen Eigenschaften der Elemente im magnetisch gesättigten wie auch im ungesättigten Regime an. Mit Hilfe mikromagnetischer Modellrechnungen wird abschließend das experimentell beobachtete Spektrum dynamisch angeregter Moden nachvollzogen und qualitativ erklärt.

### 7.1. Statisches Magnetisierungsverhalten linsenförmiger Elemente

Eine linsen- oder nadelartige Elementform erweist sich als geeignet, um Bucklingdomänenstrukturen in einem weiten Feldbereich beobachten zu können [105]. In Abbildung 7.1 ist das statische Magnetisierungsverhalten in einem äußeren Feld  $H_0$  parallel zur Längsachse der Strukturen und der induzierten uniaxialen Anisotropie gezeigt.

Die magnetooptisch gemessene Hysteresekurve (Abb. 7.1a) zeigt ein sprunghaftes Schaltverhalten bei einem Koerzitivfeld von 4,5 kA/m. Die Krümmung der Magnetisierungskurve kurz vor Erreichen des Schaltfeldes weist auf Drehprozesse der Magnetisierung hin, die dem Schalten vorangehen. Entlang des Hystereseasts der Entmagnetisierung wurde die magnetische Domänenstruktur mittels magnetischer Kraftmikroskopie untersucht. Von Sättigung im positiven Feld kommend bildet sich bei kleinen Feldstärken eine ripple-artige Modulation der Magnetisierung parallel zur Längsachse (nicht gezeigt). Sobald das äußere Feld in entgegengesetzte Richtung weist, verstärkt sich die Magnetisierungsmodulation deutlich und es bildet sich ein Bucklingdomänenzustand [60] aus. Wie in der Skizze von Abbildung 7.1 b veranschaulicht wird, ist die Magnetisierung der Volumendomänen gegenüber der leichten Achse verkippt. Die Abschlussdomänen hingegen bleiben parallel zu den Elementkanten und zur vorangegangenen Sättigung magnetisiert, um Oberflächenladungen an den Kanten zu vermeiden. Anhand der MFM-Bilder



**Abb. 7.1.:** Quasistatische Eigenschaften linsenförmiger CoFeB-Elemente der Schichtdicke 60 nm. Anhand der magneto-optisch gemessenen normierten Magnetisierungskurve für  $H_0 \parallel K_u$  wurde ein Schaltfeld von  $H_c = 4,5$  kA/m bestimmt. Während des Ummagnetisierungsprozesses bildet sich eine Bucklingdomänenstruktur aus. Die schematische Darstellung in (b) skizziert die charakteristische Magnetisierungsverteilung. Die MFM-Bilder in (b) zeigen einen zunehmend starken Domänenwandkontrast bei steigendem Gegenfeld. Die zu den Domänenaufnahmen gehörigen Feldwerte sind entlang des Hystereseasts der Entmagnetisierung markiert.

in Abbildung 7.1 b ist die Entwicklung der Bucklingdomänenkonfiguration für eine zunehmende Gegenfeldstärke dargestellt. Anhand der Linien mit Doppelkontrast ist die Position der Néel-Domänenwände erkennbar, die aufgrund ihres dipolaren Charakters eine starke Wechselwirkung mit der MFM Spitze hervorrufen. Mit zunehmender Feldstärke wird der Wandkontrast stärker. Dies kann auf eine verstärkte Drehung der Magnetisierung der Volumendomänen aus der leichten Achse heraus und damit einer Erhöhung der Wandwinkel und dipolaren Wandladung bei steigendem Feldwert zurückgeführt werden. Die charakteristische Wellenlänge  $\lambda$  des Bucklingzustandes bleibt während dieser Drehprozesse innerhalb der Domänen weitgehend konstant. Nur in kleinen Bereichen wurde eine Vergrößerung des Domänenzustandes beobachtet (siehe blauer Kasten in Abb. 7.1 b). Die auf die Elementbreite bezogene Wellenlänge der Bucklingstruktur ist  $\lambda/b \approx 0,5$ . Um die Koerzitivfeldstärke herum bricht die Bucklingdomänenstruktur zusammen und es kommt zu einer spontanen Ummagnetisierung der Elemente. Tsang und Decker [60] erklären den Zusammenbruch der Bucklingstruktur über Nukleation und Ausdehnung von Néelwandsegmenten mit umgekehrter Polarität. Die Bucklingstruktur lässt sich beim Durchfahren weiterer Hysteresezyklen sowohl bezüglich ihrer Wellenlänge als auch ihrer Feldabhängigkeit gut reproduzieren.

Im Folgenden wird das dynamische Anregungsspektrum gesättigter Linsen und von Elementen mit Bucklingdomänen vergleichend diskutiert.

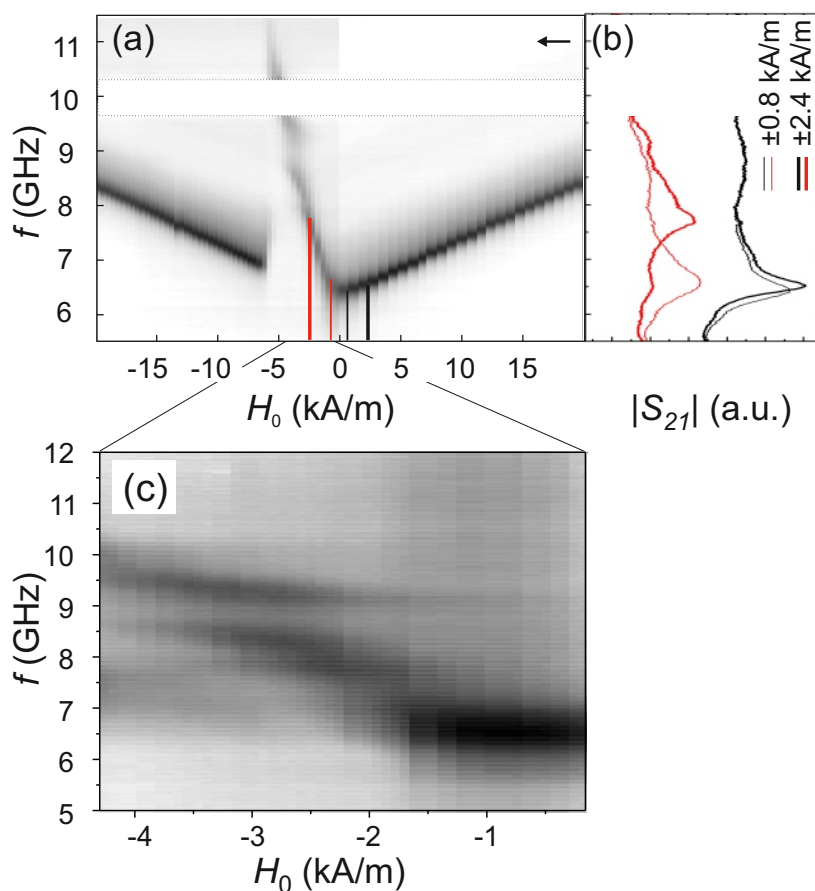
## 7.2. Magnetisierungsdynamik linsenförmiger Elemente

Das ferromagnetische Resonanzverhalten linsenförmiger CoFeB-Elemente wurde mit Hilfe der Vektor-Netzwerkanalysator-Methode untersucht. Dazu wurden alle Elemente zunächst entlang der positiven Feldrichtung ( $\parallel K_u$ ) gesättigt. Sukzessive wurde das statische Feld reduziert und schließlich ein Gegenfeld mit zunehmender Amplitude angelegt. Entlang des Hystereseasts der Entmagnetisierung wurde für jedes statische  $H_0$  die entsprechende Magnetisierungskonfiguration dynamisch über ein sinusoidales Feld senkrecht zur Längsachse der Strukturen angeregt und die Verluste wurden mittels Netzwerkanalysator frequenzabhängig gemessen. Abbildung 7.2 zeigt die Frequenz- und Feldabhängigkeit des  $|S_{21}|$ -Parameters.

Dunkle Bereiche im frequenz- und feldabhängigen Permeabilitätsspektrum kennzeichnen starke Verluste infolge einer signifikanten Energieabsorption durch die magnetische Probe. Von positiver Sättigung kommend sinkt die Resonanzfrequenz gemäß dem Kittel-Verhalten mit  $H_0 > 0$  ab. Bei  $H_0 = 0$  wird das auf die Magnetisierung wirkende effektive Feld schließlich nur noch von der induzierten Anisotropie des Materials sowie der durch die Linsenform eingprägten Formanisotropie bestimmt. Ist das äußere Feld der Magnetisierung entgegengerichtet, resultiert eine Feldzunahme (mit  $|H_0| < H_c$ ) in einer drastischen Zunahme der Resonanzfrequenz. Diese Beobachtung steht im Gegensatz zu den Erkenntnissen über die feldabhängige Magnetisierungsdynamik von ausgedehnten Schichten, austauschgekoppelten Systemen [106], magnetischen Ringstrukturen [71] oder dem Verhalten der gyrotropen Vortexmode in magnetischen Scheibenelementen [107]. In all diesen Beispielen wird für  $-H_c < H_0 < 0$  eine Abnahme der ferromagnetischen Präzessionsfrequenz bei zunehmender Feldamplitude  $|H_0|$  beobachtet. Dies auf eine fortschreitende Reduktion des effektiven Feldes und damit der Frequenz der uniformen Mode zurückzuführen, bis die Magnetisierung in Richtung des Gegenfeldes umschaltet. Das abweichende magnetodynamische Verhalten der hier diskutierten Linsenstrukturen lässt sich anhand der Magnetisierung erklären, die im Gegenfeld nicht homogen ist, sondern in Domänen zerfällt.

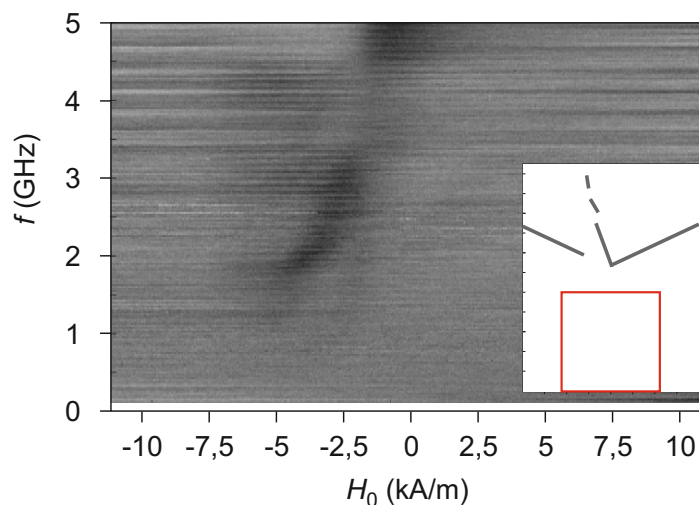
Für ausgewählte Feldwerte sind in Abb. 7.2 b die zu (a) gehörigen Einzelmessungen gezeigt. Während sich die Lage der Peaks (= Resonanzfrequenz) für positive Felder (schwarz) mit zunehmendem  $|H_0|$  nur geringfügig ändert, verschiebt sich bei gleicher Feldänderung aber entgegengesetzter Feldrichtung (rot) das Minimum des Transmissionsparameters zu einer deutlich höheren Frequenz. Gleichzeitig geht mit negativem  $H_0$  eine deutliche Peakverbreiterung einher und damit eine größere phenomenologische Dämpfung. Wird anstelle der Frequenzdurchläufe das äußere Feld bei konstanter Frequenz durchfahren, kann eine bessere Qualität der Einzelspektren erreicht werden. In Abb. 7.2 c ist das auf diese Weise ermittelte dynamische Absorptionsspektrum für den Feldbereich  $-H_c < H_0 < 0$  gezeigt. Anstelle einer kontinuierlichen Frequenzänderung zeichnen sich Frequenzsprünge bzw. die Koexistenz verschiedener dynamischer Moden ab.

Um eventuelle Absorptionseffekte im Bereich niedriger Frequenzen beobachten zu können, wurde eine zweite Messung durchgeführt, bei der wiederum für diskrete Anregungsfrequenzen jeweils der Feldbe-



**Abb. 7.2.:** (a) Das dynamische Absorptionsspektrum linsenförmiger CoFeB-Elemente für variierende Feldwerte entlang des Hystereseasts der Entmagnetisierung ausgehend von Sättigung entlang  $+H_0$ . Dunkle Bereiche kennzeichnen Amplitudenminima des gemessenen Mikrowellentransmissionsparameters  $|S_{21}|$  und damit die Resonanzfrequenz. Für  $H_0 > 0$  und  $H_0 < -H_c$  zeigt die Resonanzfrequenz eine Feldabhängigkeit, wie sie für die uniforme Mode typisch und mit Gl. (2.14) vorhersagbar ist. Hingegen nimmt die Resonanzfrequenz im Bereich von  $-H_c < H_0 < 0$  deutlich stärker mit steigender Feldamplitude zu. In b) sind ausgewählte Absorptionsspektren für je zwei positive (schwarz) und negative (rot) Felder von 0,8 kA/m (dünne Linie) und 2,4 kA/m (dicke Linie) gegenübergestellt. Die Spektren korrespondieren mit den Grauwerten entlang der durch gleichfarbige Linien markierten Feldwerte in a). Es wird deutlich, dass die Resonanzpeaks der FMR-Spektren bei negativen Feldwerten ( $-H_c < H_0$ ) eine deutlich reduzierte Amplitude und größere Peakbreite gegenüber den Spektren bei gleichem aber positivem Feldwert aufweisen. Ein starker Absorptionspeak im Bereich zwischen 9,7 und 10,3 GHz konnte auf störende Reflexionseffekte im Wellenleiter zurückgeführt werden und ist deshalb mit einem weißen Balken maskiert. Für  $-H_c < H_0 < 0$  wurde bei jeweils konstanter Frequenzen und variiertem  $H_0$  das Absorptionsverhalten mit höherer Auflösung gemessen (c). Es sind sowohl Sprünge der Absorptionsminima erkennbar, als auch koexistierende Moden mit unterschiedlicher Frequenz.

reich von  $+H_0$  nach  $-H_0$  durchfahren wurde (siehe Abb. 7.3).



**Abb. 7.3.:** Absorptionsspektrum linsenförmiger CoFeB-Elemente für Felder entlang des Hystereseasts der Entmagnetisierung im Bereich vergleichsweise niedriger Anregungsfrequenzen. Zur Orientierung ist der Messbereich bezogen auf die Kurve maximaler Absorption dargestellt.

Für den gleichen Feldbereich  $-H_c < H_0 < 0$ , in dem im oberen Frequenzbereich des Spektrums eine starke Resonanzfrequenzzunahme beobachtet wurde, finden sich im niedrigfrequenten Bereich weitere Absorptionen mit deutlich geringerer Amplitude. Die Frequenz, mit der diese Mode(n) angeregt werden kann, scheint mit zunehmender Gegenfeldamplitude zu sinken. Die niedrigfrequente Mode zeigt damit in einem zunehmenden Gegenfeld das inverse Verhalten verglichen mit der zuvor diskutierten Mode im oberen Frequenzbereich des Spektrums. Für positive Felder und  $H_0 < -5$  kA/m wird keine Absorption mit  $f \leq 5$  GHz beobachtet.

All diese Effekte – die unerwartete Feldabhängigkeit der gemessenen Resonanzfrequenz, die erhöhte phänomenologische Dämpfung und das Auftreten von Frequenzsprüngen – werden der Ausbildung der Bucklingdomänenstruktur zugeschrieben. Um ein tieferes Verständnis für das dynamische Verhalten der Bucklingstruktur zu erarbeiten, werden im Folgenden mikromagnetische Simulationen einer vereinfachten Magnetisierungskonfiguration erläutert.

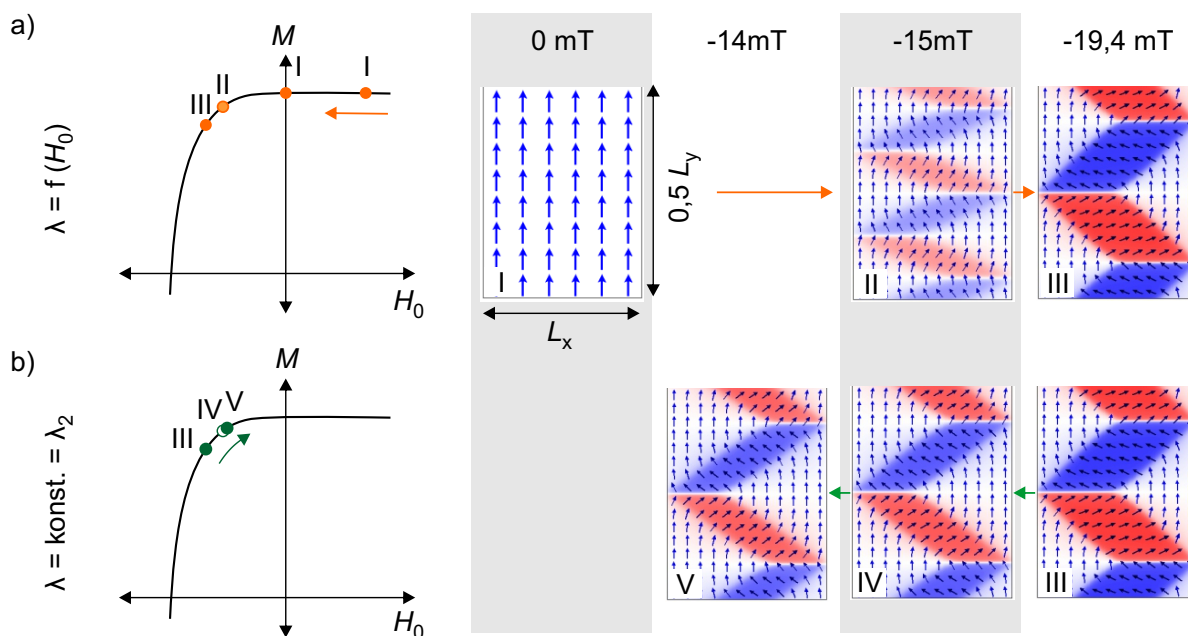
### 7.2.1. Mikromagnetische Simulation der Bucklingstruktur

Mikromagnetische Simulationen mit OOMMF wurden mit dem Ziel durchgeführt, ein qualitatives Verständnis für den Zusammenhang zwischen der feldabhängigen Domänenstruktur und ihrem magnetodynamischen Verhalten zu erhalten. Die quantitative Reproduktion der experimentellen Daten von Elementen mit mehreren Mikrometer Ausdehnung bei Zellgrößen unterhalb der Austauschlänge ist aufgrund des immensen Rechen- und Zeitaufwands nicht Ziel dieser Arbeit. Stattdessen wurde ein Modellstreifen der Länge  $L_y = 4 \mu\text{m}$  und Breite  $L_x = 1,5 \mu\text{m}$  gewählt, der sich über periodische Randbedingungen un-

endlich entlang seiner Länge fortsetzt. Über die Verwendung periodischer Randbedingungen lässt sich die Ausbildung einer Abschlussdomänenstruktur vermeiden und eine Bucklingkonfiguration erzeugen. Gleichzeitig wird aufgrund der unendlichen Ausdehnung entlang der Streifenachse eine starke Formanisotropie induziert. Um diese zu kompensieren, wurde senkrecht zur Streifenachse ( $\parallel x$ ) eine uniaxiale Anisotropie der Stärke  $K_u = 2950 \text{ Jm}^{-3}$  überlagert. Die Zellgröße in der Schichtebene ist  $5 \text{ nm} \times 5 \text{ nm}$  und liegt damit unterhalb der Austauschlänge. Über die Schichtdicke wurde zunächst nicht diskretisiert.

### Statische Ausgangskonfigurationen

Ausgehend von einem entlang positiver  $y$ -Achse gesättigtem Modellstreifen wird die Magnetisierung für verschiedene Feldwerte ( $H_0 \parallel y$ ) relaxiert. Abbildung 7.4 fasst die berechneten magnetischen Grundzustände zusammen.



**Abb. 7.4.:** Simulierte Grundzustände für (a) abnehmende statische Magnetfelder entlang des (hier schematisch dargestellten) Hysteresesasts der Entmagnetisierung. Aus einem zunächst gesättigten Streifen bildet sich im Gegenfeld eine Bucklingdomänenstruktur (II) aus. Dabei ist die rot/blau-Intensität ein Maß für das lokale  $\pm m_x$ . Zwischen den Domänenzuständen II und III wird eine Vergrößerung der Bucklingstruktur, also eine Zunahme der Wellenlänge  $\lambda_1 \rightarrow \lambda_2$ , beobachtet. Bei einer von der groben Bucklingstruktur ausgehenden Felderhöhung (b) bleibt eine Rückverfeinerung aus und  $\lambda = \text{konstant} = \lambda_2$ .

Im Nullfeld weist die Magnetisierung aufgrund der hohen Formanisotropie homogen entlang der Ausgangsmagnetisierungsrichtung. Bei anschließender Erhöhung der Gegenfeldamplitude wird der homogene Magnetisierungszustand instabil und es bildet sich eine Bucklingdomänenstruktur aus (siehe Domänenzustand II). Die Wellenlänge des II-Zustandes liegt dabei in der Größenordnung des experimentellen



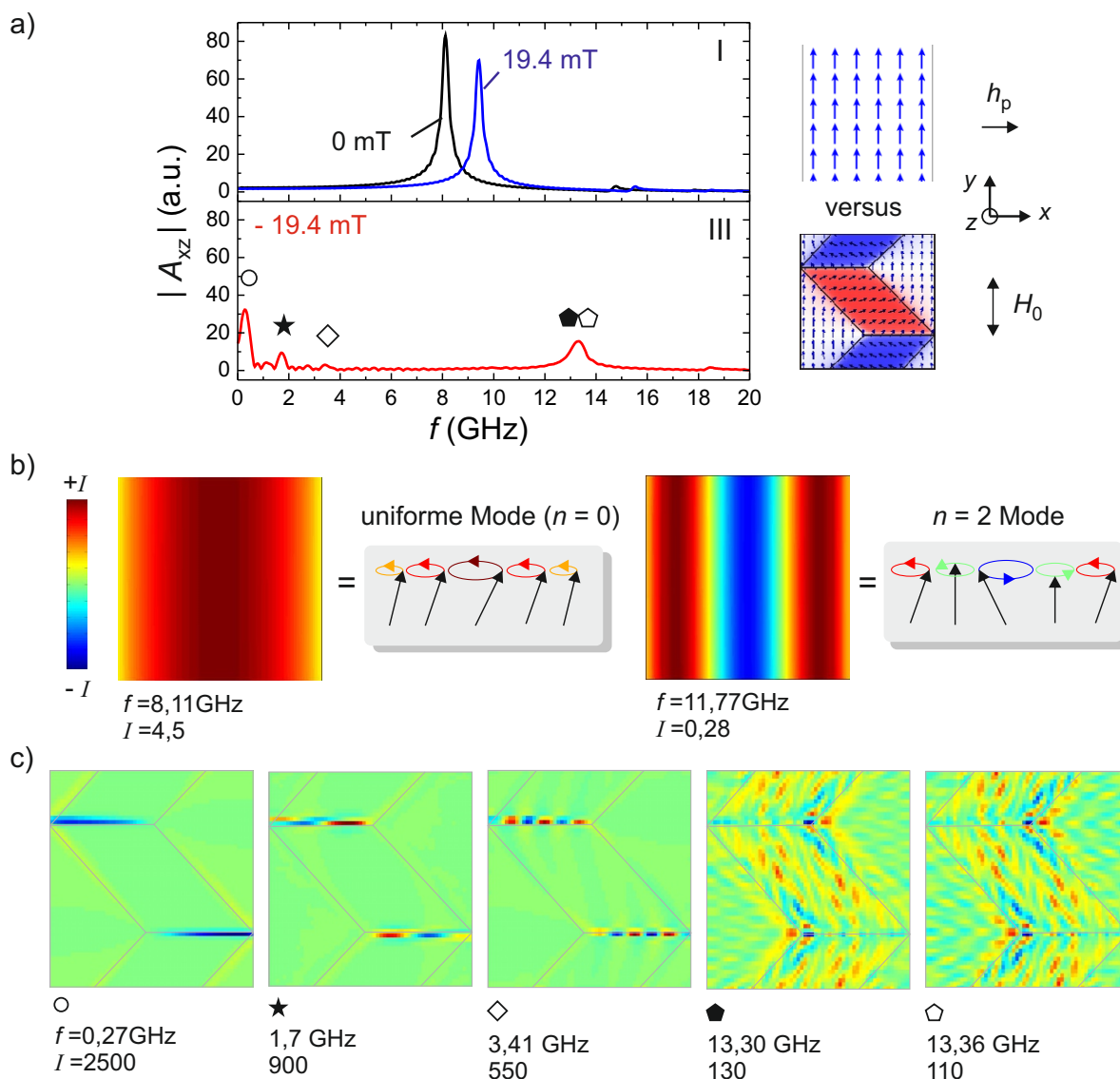
Werts. Jedoch vergrößert die Bucklingstruktur (III) bei weiterer Erhöhung des Gegenfeldes, d.h. ihre Wellenlänge  $\lambda$  nimmt zu,  $\lambda_1 < \lambda_2$ . Die Vergrößerung der Bucklingstruktur geht auf die Tatsache zurück, dass die freie Energie nicht nur vom äußeren Feld, sondern gleichzeitig auch von ihrer Wellenlänge abhängig ist [20,60,108]. Solange die Wandwinkel klein sind, ist die Wandenergie gegenüber der Anisotropieenergie und der Dipolenergie nahezu vernachlässigbar. Mit zunehmender Magnetisierungsrotation in den Grunddomänen erhöht sich der Wandwinkel und in hohem Maße auch die Wandenergie. Folglich wird mit steigendem äußeren Feld die hohe Wanddichte energetisch ungünstig und die optimale Bucklingwellenlänge, bei der die freie Energie minimal wird, nimmt zu [60].

Um die Magnetisierungsdynamik für eine konstante Wellenlänge untersuchen zu können, wurde von der groben Bucklingstruktur ausgehend das äußere Feld wieder erhöht (siehe Abb. 7.4 b). Dabei dreht zwar die Magnetisierung innerhalb der Volumendomänen zurück in Richtung der leichten Magnetisierungsachse, die Wellenlänge der Domänenstruktur bleibt aber erhalten. Für die Rückverfeinerung der Bucklingstruktur müsste eine Energiebarriere überwunden werden, die mit der Nukleation neuer Domänenwände einhergeht. Der Winkel der diagonalen Domänenwände sowie die Länge der horizontalen Wände zwischen benachbarten Volumendomänen passt sich der Magnetisierungsrotation in den Domänen entsprechend an, um magnetische Ladungen an den Domänenwänden zu vermeiden.

### Magnetisierungsdynamik: Homogene Magnetisierung versus Bucklingstruktur

Zunächst wird das dynamische Verhalten des homogenen Magnetisierungszustandes (I) mit dem der Bucklingstruktur (III) verglichen. Dafür wurde die senkrecht zur Schichtebene orientierte Magnetisierungskomponente  $M_z(t)$  der verschiedenen Magnetisierungskonfigurationen einer Fourier Transformation unterzogen. Die über das Simulationsvolumen gemittelte Fourier-Amplitude ist in Abbildung 7.5 a für einen homogen magnetisierten Streifen (oben) und einen Streifen mit ausgebildeter Bucklingstruktur (unten) dargestellt.

Ohne Anliegen eines statischen Magnetfeldes wird für einen homogen magnetisierten Streifen ein deutlich ausgeprägter Suszeptibilitätspeak bei einer Anregungsfrequenz von 8,1 GHz beobachtet. Ein weiterer Peak mit stark verringerter Amplitude ist bei einer Frequenz von 11,7 GHz zu erkennen. Zum Verständnis dieser beiden Moden sind in Abb. 7.5 b die zu den jeweiligen Frequenzen gehörigen Fourier-Signale ortsaufgelöst dargestellt. Dafür wurde für jede Gitterzelle  $i$  über eine Fourier Transformation die Präzessionsamplitude  $A_i(f)$  und die dazugehörige Phase  $\phi_i(f)$  aus der zeitabhängigen lokalen Magnetisierung  $M_z(t)$  bestimmt. Um das ortsaufgelöste Profil einer Mode zu erstellen, wurde für die dazugehörige Peak-Frequenz die Intensität  $I(x_i, y_i) = A_i(x_i, y_i) \cos \phi_i(x_i, y_i)$  ermittelt und diese als farbig kodierte Abbildung dargestellt. Diese Form der Abbildung kann als Momentaufnahme der lokalen präzidierenden Momente interpretiert werden. Dabei repräsentieren rote und blaue Bereiche eine dynamische Magnetisierungskomponente, die aus der Schichtebene heraus bzw. in die Schichtebene weist. Die Modenprofile eines homogen entlang  $y$  magnetisierten Streifens zeigen eine deutliche Symmetrie bezüglich



**Abb. 7.5.:** a) Amplitudenspektren eines homogen magnetisierten Streifens für  $\mu_0 H_0 = 0$  und 19,4 mT (oben) und für einen Streifen mit Bucklingstruktur im Gegenfeld  $\mu_0 H_0 = -19,4$  mT für ein Anregungsfeld  $h_p \parallel x$ . Die Symbole kennzeichnen unterschiedliche dynamische Moden. b) Ortsaufgelöste dynamische Profile der homogenen ( $n = 0$ ) und der  $n = 2$ -Mode eines homogen magnetisierten Streifens (I) ohne Anliegen eines äußeren Feldes. Die Interpretation des Farbverlaufs ist jeweils als präzidierende Spinkette schematisch dargestellt. Die Farbskala wurde für jedes Modenprofil mit der jeweils maximalen Intensität  $|I| = |A_i \cos(\phi_i)|$  skaliert, wobei  $A$  und  $\phi$  die Amplitude und Phase der Fourier Transformation von  $m_z(t)$  sind. c) Die Profile zu den in (a) mit den entsprechenden Symbolen gekennzeichneten dynamischen Moden einer Bucklingdomänenstruktur. Zur Orientierung ist den dynamischen Profilen der Verlauf der Domänenwände als graue Linien überlagert.

der Streifenachse. Dabei nimmt die Intensität der niedrig frequenteren Mode von der Streifenkante bis zur Streifenmitte hin zu und fällt zur benachbarten Streifenkante hin wieder ab. Dies ist typisch für die uniforme Präzessionsmode in lateral begrenzten Strukturen. Alle Momente präzidieren in Phase, aber die Amplitude fällt aufgrund der großen Entmagnetisierungseffekte zu den Kanten hin ab. Grund für die Peakbreite im Amplitudenspektrum ist die Inhomogenität des Entmagnetisierungsfeldes senkrecht zur Streifenachse. Die zweite dynamische Mode des homogen magnetisierten Streifens bei  $f = 11,7$  GHz entspricht einer quantisierten Mode mit zwei Knotenpunkten. Dabei präzidieren die Momente in der Streifenmitte genau um  $180^\circ$ -phasenverschoben zu den Momenten an den Streifenrändern. Die  $n = 2$ -Mode besitzt eine deutlich geringere Amplitude als die uniforme Mode.

Befindet sich der homogen magnetisierte Streifen in einem statischen Magnetfeld entlang der Magnetisierungsrichtung, verschiebt sich die Resonanzfrequenz der uniformen Mode gemäß der Kittel-Gleichung (2.14) zu einer höheren Frequenz. Mit zunehmendem Feld  $H_0$  sinkt die Amplitude der beiden Moden, das Modenprofil hingegen ändert sich nicht.

Wird die im Gegenfeld erzeugte Bucklingstruktur dynamisch angeregt, weist das Permeabilitätsspektrum (siehe Abb. 7.5 a, unten) mehrere Peaks im niedrigfrequenten Bereich des Permeabilitätsspektrums auf. Ein weiterer deutlicher Suszeptibilitätspeak wird bei einer Frequenz von 13,3 GHz beobachtet. Die Frequenz dieser Mode liegt deutlich oberhalb der Resonanzfrequenz der uniformen Mode bei gleichem  $|H_0|$ , aber umgekehrtem Vorzeichen. Die verschiedenen dynamischen Moden lassen sich wiederum anhand der Modenprofile in Abb. 7.5 c identifizieren. Die Amplitude der niedrigfrequenten Moden ist fast vollständig entlang der horizontalen Domänenwände zwischen benachbarten Volumendomänen lokalisiert. Es können eine uniforme Domänenwandmode ( $f = 0,27$  GHz) und Wandmoden mit zwei und fünf Knotenpunkten ( $f = 1,7$  und  $3,4$  GHz) unterschieden werden. Dabei nimmt die Frequenz mit der Anzahl der Knotenpunkte zu. Im Unterschied zu den Wandmoden ist die Amplitude der hochfrequenten Mode ( $f = 13,3$  GHz) über das gesamte Domänenvolumen verteilt. Aus diesem Grunde wird im Folgenden von einer Domänenmode gesprochen.

Die Breite der Resonanzpeaks kann mit einer Überlappung von Moden mit ähnlichem Modenprofil, aber geringfügig unterschiedlicher Eigenfrequenz erklärt werden. Als Beispiel sind in Abb. 7.5 c die Modenprofile für  $f = 13,3$  und  $13,36$  GHz gezeigt. Ihre Suszeptibilität überlappt zu einem Resonanzpeak, da ihre Eigenfrequenzen zu nah beieinander liegen, um noch aufgelöst werden zu können. So zeigten Bailleul et al. [39], dass in Elementen mit geringer Symmetrie und inhomogener Magnetisierungsverteilung keine individuell auflösbaren dynamischen Moden zu erwarten sind.

Im Gegensatz zu den in den vorangegangenen Kapiteln diskutierten Domänenmoden in  $180^\circ$ - Abschlussdomänenstrukturen wird für die hier simulierte Domänenmode keine homogene Präzession innerhalb der Domänen beobachtet. Stattdessen fluktuiert die phasenkorrigierte Amplitude  $A_i \cos \phi_i$  sowohl entlang als auch senkrecht zur lokalen Domänenmagnetisierung. Das Domänenmodenprofil spiegelt dabei deutlich die Position der Domänenwände als auch die Änderung der Magnetisierungsrichtung zwischen den Grund- und den Abschlussdomänen wider.

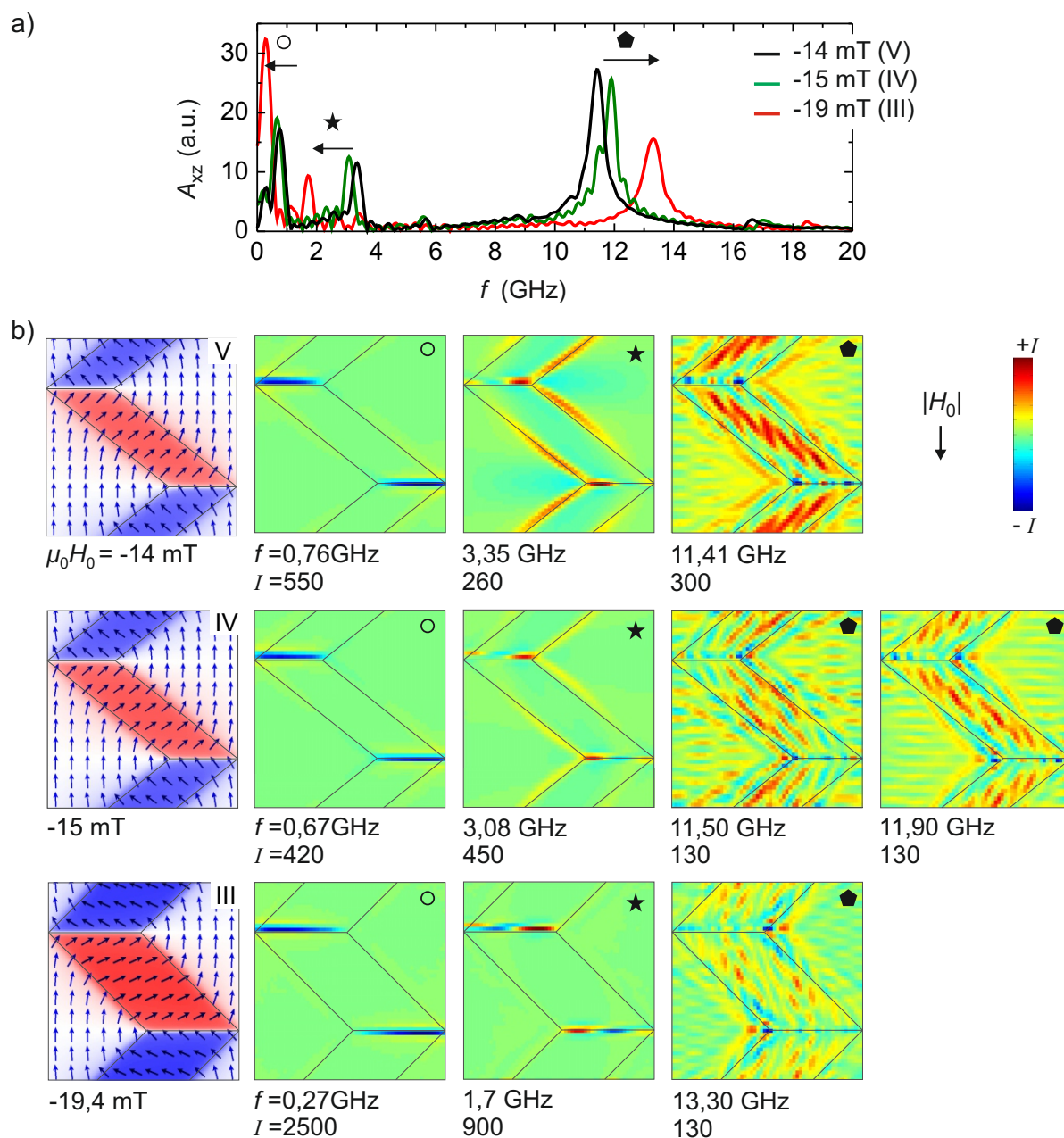
Eine zusätzliche Diskretisierung entlang der Schichtdicke könnte im Auftreten weiterer Moden resultieren. Allerdings lassen sich die experimentellen Daten anhand der zweidimensionalen Simulationen bereits ausreichend gut nachvollziehen. Mögliche zusätzliche Moden bei Diskretisierung entlang  $z$  gingen aufgrund des Beitrags der Austauschenergie mit deutlich höheren Resonanzfrequenzen einher und liegen damit vermutlich jenseits des experimentellen Frequenzbereichs. Die folgenden Betrachtungen fokussieren in erster Linie auf das Verhalten der Domänenmode, da diese im Frequenzbereich der experimentell zugänglichen Mode liegt.

### Magnetisierungsdynamik der Bucklingstruktur im statischen Magnetfeld

Im FMR-Experiment resultierte eine Zunahme der Gegenfeldamplitude  $|-H_0|$  in einer signifikanten Erhöhung der gemessenen Resonanzfrequenz. Um den Einfluss eines statischen äußeren Magnetfeldes auf die Domänenmode nachvollziehen zu können, wird die dynamische Magnetisierungsantwort der Domänenzustände III-V mit konstanter Wellenlänge für unterschiedliche  $H_0$  verglichen. Abbildung 7.6 zeigt die über das Simulationsvolumen gemittelten Permeabilitätsspektren (a) sowie die dazugehörigen Profile ausgewählter Moden (b).

Mit zunehmendem statischen Magnetfeld nimmt die Resonanzfrequenz vergleichbarer Wandmoden ab. Die Domänenmode hingegen zeigt ein dazu inverses Verhalten: ihre Frequenz steigt mit zunehmendem  $|H_0|$ , solange das statische Feld kleiner als das Koerzitivfeld ist. Damit stimmt der qualitative Zusammenhang zwischen statischem Feld und Domänenmode der Simulation mit den experimentellen Daten gut überein. Für das Spektrum  $\mu_0 H_0 = -15$  mT werden neben dem Suszeptibilitätsspektrum der Domänenmode zusätzlich kleine Nebenpeaks beobachtet. Anhand der zugehörigen Modenprofile für  $f = 11,5$  und  $11,9$  GHz wird deutlich, dass es sich dabei um nah beieinander liegende Moden mit ähnlichem Charakter handelt. Weisen ähnliche Moden eine unterschiedliche  $f(H_0)$ -Abhängigkeit auf, können sie entweder zu einem breiten Peak verschmieren oder als einzeln aufgelöste Resonanzphänomene im Spektrum wahrgenommen werden. Die simultane Anregung mehrerer Domänenmoden mit geringfügig unterschiedlicher Resonanzfrequenz erklärt die experimentelle Beobachtung koexistierender Absorptionsmaxima in Abb. 7.2 c.

Für alle simulierten Felder  $H_0$  wird für die Domänenmode eine sich über das Abschluss- und Volumendomänenvolumen erstreckende Anregung beobachtet. Mit steigendem  $|H_0|$  dreht die Volumendomänenmagnetisierung zunehmend aus der Streifenachse heraus. Gleichzeitig nimmt der Inhomogenitätsgrad des Domänenmodenprofils zu. Die Domänenmode für  $H_0 = -14$  mT zeigt eine deutliche Amplitudenmodulation parallel zur lokalen Magnetisierungsrichtung. Diese Art der Modulation erinnert stark an die niedrig-energetischen magnetostatischen Spinwellenmoden (Backward Volume Modes), wie sie in ausgedehnten und homogen magnetisierten Schichten beobachtet werden [109]. Bei Erhöhung des Gegenfeldes auf  $-19,4$  mT ist die Amplitude der Domänenmode bereits deutlich reduziert. Zudem ist die Modulation senkrecht zur lokalen Magnetisierung stärker ausgeprägt. Außerdem scheint sich nicht nur



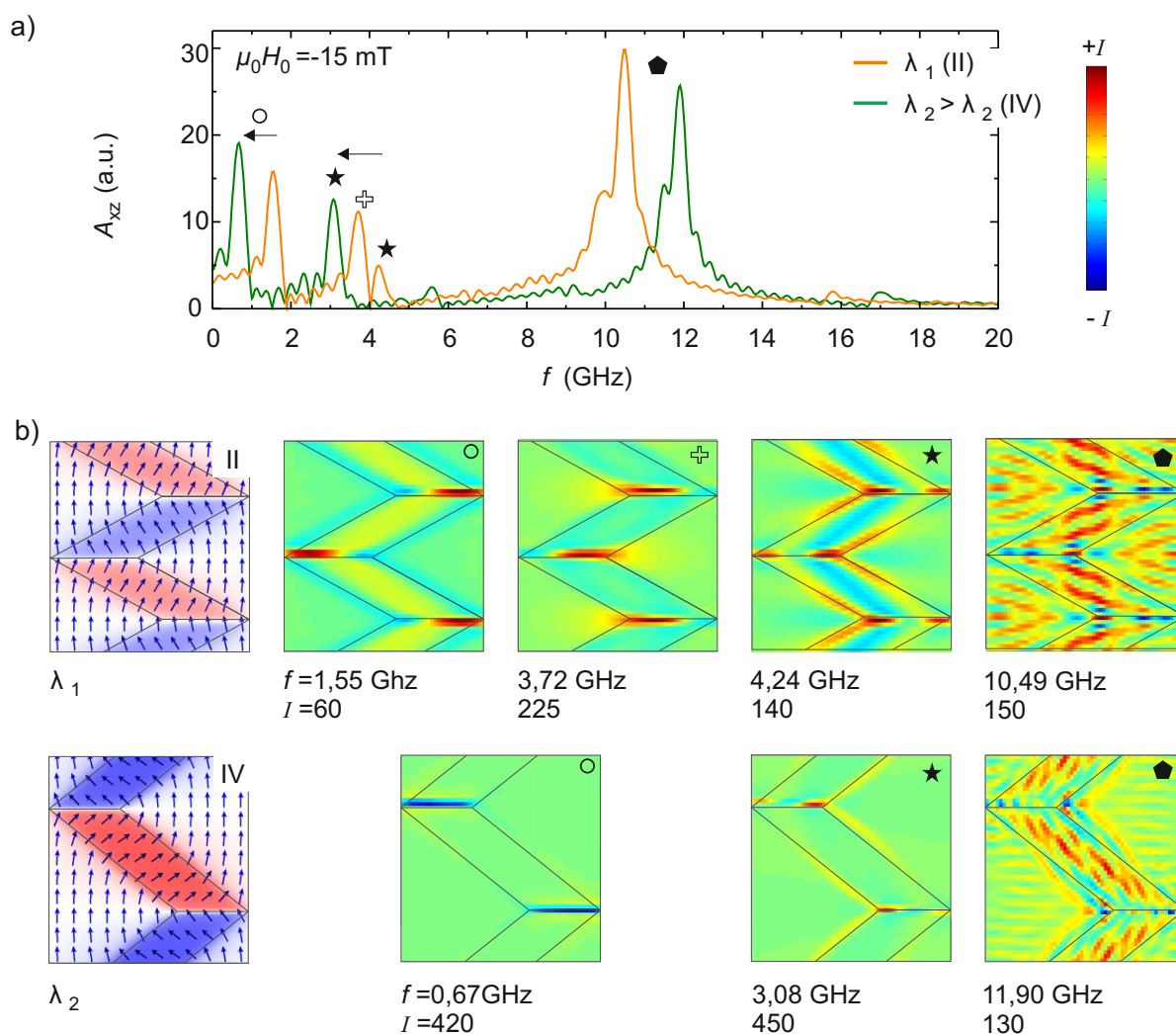
**Abb. 7.6.:** a) Simulierte gemittelte Permeabilitätsspektren für  $\mu_0 H_0 = -14, -15$  und  $-19,4$  mT. Es werden jeweils drei verschiedene Moden identifiziert, die durch Symbole gekennzeichnet sind. Die Frequenzänderung einer Mode bei Erhöhung des äußeren Feldes  $|H_0|$  ist durch Pfeile angedeutet. b) Simulierte Momentaufnahmen der in a) mit Symbolen gekennzeichneten dynamischen Moden für die verschiedenen feldabhängigen Ausgangszustände (linke Spalte).

der Magnetisierungsverlauf sondern auch die Elementgeometrie im Modenprofil zu spiegeln. Dies ist anhand einer Amplitudenmodulation senkrecht zu den Elementkanten zu erkennen.

Bevor die Ursache der Resonanzfrequenzerhöhung der Domänenmode in steigendem Gegenfeld diskutiert wird, wird zunächst der Einfluss der Wellenlänge bei konstantem  $H_0$  untersucht.

### Einfluss der Wellenlänge auf die Magnetisierungsdynamik der Bucklingstruktur

Anhand von Abb. 7.7 wird deutlich, dass das dynamische Magnetisierungsverhalten bei konstantem statischen Feld entscheidend von der Wellenlänge der Bucklingstruktur beeinflusst wird.



**Abb. 7.7.:** a) Simulierte gemittelte Permeabilitätsspektren bei konstantem statischen Feld  $\mu_0 H_0 = -15 \text{ mT}$ , aber unterschiedlicher Wellenlänge der Bucklingstruktur und b) dazugehörige lokal aufgelöste Momentaufnahmen der zwei dynamisch angeregten Ausgangszustände  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  für verschiedene Anregungsfrequenzen.

Es wird eine Verschiebung der Resonanzfrequenzen für Wand- und Domänenmoden beobachtet. Zudem zeigen die Profile der Domänenwandmoden (b) bei Vergrößerung der Bucklingstruktur,  $\lambda_1 < \lambda_2$ , eine Änderung des Charakters der Domänenwandmoden. Dieser Unterschied wird auf den unterschiedlichen Abstand zwischen benachbarten Wänden zurückgeführt. So ist für die geringere Wellenlänge  $\lambda_1$  eine ausgeprägtere magnetostatische Wechselwirkung zwischen benachbarten dynamisch angeregten Wänden zu erwarten. Die Resonanzfrequenz vergleichbarer Wandmoden ist infolge der Vergrößerung reduziert. Im Gegensatz dazu nimmt bei Erhöhung der Wellenlänge die Frequenz der Domänenmode signifikant von 10,5 auf 11,9 GHz zu. Die Domänenmode des  $\lambda_1$ -Zustandes zeigt eine ausgeprägte Amplitudenmodulation senkrecht zur lokalen Magnetisierungsrichtung. Da die Amplitudenmodulation der lokalen Magnetisierung stets zu folgen versucht, resultiert für  $\lambda_1$  die geringere Magnetisierungsverkipfung zwischen Grund- und Abschlussdomänen in einem deutlich homogeneren Modenprofil. Dies ist zum einen auf die geringeren Wandwinkel bei kleinerer Wellenlänge zurückzuführen. Zum anderen ist die Magnetisierung innerhalb der gleichzeitig kleineren Abschlussdomänen weniger homogen aufgrund der langreichweitigen Ausläufer der diagonalen Néelwände. Eine kontinuierliche Magnetisierungsrotation in den Abschlussdomänen scheint zwischen der Amplitudenmodulation in den Abschlussdomänen und Volumendomänen zu vermitteln.

### 7.2.2. Diskussion der Magnetisierungsdynamik der Bucklingstruktur

Folgt man dem Hystereseast der Entmagnetisierung von Linsen- oder Streifenstrukturen bildet sich im Gegenfeld ( $H_0 \parallel$  Längsachse) eine Bucklingstruktur aus. Eine Erhöhung der Gegenfeldamplitude resultiert (i) in einer zunehmenden Magnetisierungsrotation in den Volumendomänen, (ii) in einer Vergrößerung der Bucklingstruktur in vereinzelt Bereichen und (iii) in einem Zusammenbruch der Bucklingstruktur zu Gunsten einer homogenen Magnetisierung bei Erreichen des Schaltfeldes. In den vorangegangenen Abschnitten konnte experimentell und numerisch gezeigt werden, dass die Resonanzfrequenz der Domänenmode zunimmt, je größer die Magnetisierungsverkipfung in den Volumendomänen ist. Die experimentell beobachtete starke Zunahme der Domänenresonanzfrequenz für  $-5 \text{ kA/m} < H_0 < 0$  geht folglich auf die Ausbildung der Bucklingstruktur und ihre Modifikation in einem zunehmenden statischen Feld zurück. Die Ausbildung einer Domänenstruktur während des Umschaltvorganges unterscheidet die hier gezeigten Ergebnisse von bekannten Messungen an ausgedehnten Schichten, austauschgekoppelten Systemen und Ringstrukturen. Diese weisen für  $-H_c < H_0 < 0$  eine negative Frequenzänderung bei Erhöhung der Feldamplitude auf, da die Magnetisierung bis zum Umschalten homogen und entgegen dem äußeren Feld orientiert ist.

In den numerischen Simulationen des magnetodynamischen Verhaltens der Bucklingstruktur ließen sich verschiedene Wandmoden beobachten. Auch in den experimentellen Messungen wurden im Bereich niedrigerer Frequenzen Absorptionseffekte beobachtet. Scharf auflösbare Domänenwandmoden werden im Experiment nicht erwartet, da aufgrund der Linsenform die Länge der Domänenwände lokal

stark variiert. Zudem werden die Wände in den realen Strukturen durch Rauigkeit an den Strukturkanten unterschiedlich stark gepinnt. Es verschmieren folglich mehrere Wandmoden mit geringfügig variierender Resonanzfrequenz zu einem breiten Peak. Der ähnliche qualitative Zusammenhang im Experiment und in den numerischen Simulationen – eine sinkende Resonanzfrequenz bei zunehmender Gegenfeldamplitude – lässt vermuten, dass die Absorption für  $f \leq 5$  GHz im FMR-Spektrum auf eine Anregung der Wände zurückgeht. Grund für die Abnahme der Wandmodenfrequenz bei steigendem  $|H_0|$  könnte die Zunahme der Wandlänge sein. Die Steifigkeit der horizontalen Domänenwände nimmt ab, je größer die Distanz zwischen ihren zwei Ankerpunkten ist oder – mit anderen Worten – je größer der Abstand zwischen dem Punkt, an dem sich die angrenzenden diagonalen Wände kreuzen, und der Elementkante. Eine reduzierte Domänenwandsteifigkeit resultiert nach Winter [110] in einem geringeren Energieaufwand für eine homogene Oszillation der Wand und damit in einer geringeren Frequenz. Park et al. [77] beobachteten ebenso eine Abnahme der Resonanzfrequenz von diagonalen Wänden einer Landau-Abschlussdomänenstruktur, wenn die Wandlänge durch eine Vergrößerung der strukturierten Elemente erhöht wurde. Die numerisch beobachteten Wandmoden höherer Ordnung implizieren eine höhere Dipol- und Austauschenergie und zeigen deshalb höhere Anregungsfrequenzen als die homogene Wandoszillation. Sinkt die Wandlänge, nehmen beide Energieterme weiter zu und damit auch die Resonanzfrequenz. Eine triviale Herleitung, welche Wandmoden prinzipiell angeregt werden können, ist jedoch ausgehend von der Symmetrie der Bucklingstruktur nicht möglich.

Es konnte gezeigt werden, dass eine Abnahme der Bucklingwellenlänge in einer Veränderung des Wandmodenspektrums resultiert, die auf eine erhöhte magnetostatische Wechselwirkung benachbarter Wände zurückgeht.

Die Domänenmode zeigt in allen Fällen Amplitudenmodulationen parallel und senkrecht zur lokalen Magnetisierung in den Grund- und Abschlussdomänen. Phänomenologisch ist eine Zunahme der Domänenresonanzfrequenz zu beobachten, je größer der Inhomogenitätsgrad der Amplitudenmodulation ist. Am Beispiel der fundamentalen Spinwellenmoden in ausgedehnten Schichten (vgl. Abb. 2.6) zeigt sich, dass eine Modulation der Magnetisierung parallel zur mittleren Magnetisierungsrichtung eine geringere magnetostatische Energie involviert als Moden mit einer Modulation senkrecht zu  $\vec{M}$ . Der gleiche Zusammenhang ist für statische Ripple-Magnetisierungsstrukturen bekannt, bei denen die Magnetisierung bevorzugt entlang der mittleren Magnetisierungsrichtung alternierend verkippt ist. Damit lässt sich zur Erklärung der Domänendynamik in Bucklingstrukturen die qualitative Schlussfolgerung ziehen, dass die Eigenfrequenz einer dynamischen Modulation zunimmt, je stärker sie von einem reinen longitudinalen Charakter ( $\parallel \vec{M}$ ) abweicht; oder – mit anderen Worten – je inhomogener das Modenprofil ist.

Je größer das äußere Gegenfeld, desto stärker ist die Verkipfung der Volumendomenmagnetisierung aus der leichten Achse heraus und desto größer sind die Domänenwandwinkel. Die gleiche Beobachtung lässt sich für zunehmende Buckling-Wellenlängen machen: Mit zunehmendem  $\lambda$  rotiert die Volumendomenmagnetisierung stärker aus der leichten Achse heraus und die Domänenwandwinkel nehmen zu. Auch die dynamische Domänenmode der Bucklingstruktur zeigt die gleiche phänomenologische Ab-



hängigkeit vom äußeren Feld bzw. von der Wellenlänge: kleine Domänenwandwinkel zwischen Grund- und Abschlussdomänen gehen mit einer geringeren Anregungsfrequenz der Domänenmode einher. Dieser Zusammenhang lässt sich wie folgt interpretieren: Bei geringem Wandwinkel kann die dynamische Modulation der Domänenmode durch eine gerinfügige Anpassung an die neue Magnetisierungsrichtung in der Domäne jenseits der Domänenwand fortgesetzt werden (siehe beispielsweise Abb. 7.7 b). Eine vergleichsweise homogene Verteilung positiver und negativer dynamischer Ladungen über das gesamte Element hinweg und ein entsprechend geringer magnetostatischer Energiebeitrag sind die Folge.

Die getrennt wahrgenommenen Domänenmoden im experimentellen Spektrum (Abb. 7.2 c) lassen sich Domänenmoden mit ähnlichem Modenprofil zuordnen, deren Resonanzfrequenzabstand mit dem äußeren Feld variiert. Sie werden also je nach Feldstärke als einzelne Moden oder als ein Absorptionspeak wahrgenommen.

Die numerischen Simulationen bestätigen die Vermutung, dass die experimentell beobachtete Resonanz auf eine Anregung der Domänenmode der Bucklingstruktur zurückgeht. Ferner ermöglichen sie eine qualitative Erklärung der starken Resonanzfrequenzabhängigkeit von der Stärke des anliegenden Gegenfeldes.

## 8. Zusammenfassung und Ausblick

Die Möglichkeit, die ferromagnetische Resonanzfrequenz elektronischer Bauteile gezielt über die Einstellung der magnetischen Domänenstruktur anzupassen, stellt eine Alternative zu konventionellen Ansätzen, z.B. dem Einbringen einer Formanisotropie durch Strukturierung oder Legierungswahl, dar. Ein wesentlicher Vorteil besteht darin, dass die Domänenstruktur und damit das Hochfrequenzverhalten des Bauteils auch nach seiner Fertigstellung durch die Wahl eines geeigneten Magnetfeldzyklusses noch verändert werden kann, ohne dass im Betrieb selbst ein Magnetfeld anliegen muss. Anstelle einer einzelnen Absorptionsfrequenz kann so ein breiteres Frequenzspektrum abgedeckt werden. Ziel dieser Arbeit war die Untersuchung der magnetodynamischen Eigenschaften von unterschiedlichen Domänenkonfigurationen.

Als Repräsentanten von Magnetisierungsverteilungen hoher Symmetrie wurden zunächst  $180^\circ$ -Abschlussdomänenzustände mit systematisch variierender Domänenweite erzeugt. Die in Kapitel 5 vorgestellten Ergebnisse bestätigen qualitativ das von Wolf u.a. [46] entwickelte Modell der Domänenformanisotropie, wonach die ferromagnetische Resonanzfrequenz der akustischen Domänenmode in  $180^\circ$ -Domänenzuständen über die Domänenweite gezielt eingestellt werden kann. Quantitative Abweichungen zwischen Modell und experimentellen Daten konnten erfolgreich auf die Präsenz der Abschlussdomänen sowie auf eine endliche effektive Domänenwandweite zurückgeführt werden. So ist aufgrund der Abschlussdomänen ausschließlich das dynamische Dipolfeld senkrecht zur leichten Magnetisierungsachse für die Berechnung der Domänenformanisotropie ausschlaggebend, solange die Abschlussdomänen weit entfernt vom Domänenvolumen sind (längliche Grunddomänenform). Neu ist die Erkenntnis, dass die Domänenwände in dem reduzierten Modell über eine effektive Wandweite berücksichtigt werden müssen. Demnach wird die Domänenformanisotropie aufgrund der starken dynamischen Dipolwechselwirkung zwischen der Magnetisierung benachbarter Grunddomänen bei kleinen Wandweiten reduziert. Für Stachelwände ist der Effekt der Domänenformanisotropie aufgrund der großen effektiven Wandweite am stärksten ausgeprägt. Je nach Domänenweite variiert die Frequenz der akustischen Domänenmode zwischen etwa 2 und 4 GHz. Anhand der guten Übereinstimmung mit experimentellen Daten konnte gezeigt werden, dass das Domänenformanisotropiefeld sehr gut mit dem analytisch berechneten Dipolfeld in einer Kette gesättigter Einzelprismen beschrieben werden kann.

Anhand der Abhängigkeit der Domänenmode von der effektiven Domänenwandweite und zusätzlich der Wechselwirkung benachbarter Domänenwandausläufer wurde das Potenzial aufgezeigt, die ferromagnetische Resonanzmessung als Sonde für Domänenenumwandlungen im magnetischen Feld zu nutzen. Im

transversalen Feld resultierten Domänenwandumwandlungen in Sprüngen der akustischen Domänenresonanz um ca. 0,5 GHz. Eine solche hysteretische Frequenzänderung wurde für die Rückumwandlung symmetrischer Néelwände in Stachelwände sowie für die Hin- und Rückumwandlung von asymmetrischen Bloch- und asymmetrischen Néelwänden gezeigt. Der Frequenzsprung geht einerseits auf eine Änderung der Domänenformanisotropie bei Änderung der effektiven Wandweite und andererseits auf eine zusätzliche Magnetisierungsverkippung bei der Wechselwirkung von Néelwandausläufern zurück. Eine Erweiterung des Modells von Wolf u.a. [46] für den Fall eines transversalen äußeren Magnetfeldes ist analog zu dem Vorgehen nach Smit und Beljers [73] nicht möglich. Da der Domänenformanisotropieeffekt ausschließlich in einem Frequenzbereich auftritt, in dem die Domänenwände der Domänenmagnetisierung nicht folgen können, ergibt sich aus den energetischen Betrachtungen ein fehlerbehafteter Gleichgewichtswinkel der Grunddomänenmagnetisierung. Es wurde jedoch eine empirische Beziehung vorgeschlagen, die die experimentellen Frequenzen bei Messung im transversalen Feld gut nachzeichnet. Für Magnetfelder parallel zur leichten Magnetisierungsachse wird in kleinen Magnetfeldern eine konstante Resonanzfrequenz beobachtet, obwohl die Hälfte aller Grunddomänen auf Kosten der anderen wächst. Dieses Verhalten wurde qualitativ über dynamische magnetostatische Wechselwirkungsfelder erklärt. Die Ergebnisse an  $180^\circ$ -Domänenstrukturen zeigen, dass über die Domänenweite und den schichtdicken- und feldabhängigen Domänenwandtyp ein großer Spielraum für die gezielte Einstellung des dynamischen Magnetisierungsverhaltens von magnetisch ungesättigten Strukturen besteht.

Der wechselseitige Einfluss einer Anisotropieerhöhung und der resultierenden Domänenstruktur auf die Magnetisierungsdynamik von mehrlagigen quadratischen Dünnschichtelementen wurde in Kapitel 6 diskutiert. Die als dynamischer Kompensationseffekt beschriebene Beobachtung einer konstanten Resonanzfrequenz in Strukturen unterschiedlicher Anisotropie konnte anhand magnetostatischer Energiebetrachtungen erklärt werden. Mit zunehmender Anisotropie erhöhen sich in den ausgedehnten Referenzschichten das effektive Feld und damit auch die Resonanzfrequenz. In quadratischen Strukturen hingegen wird der zunehmende Anisotropiebeitrag zum effektiven Feld über mehrere Mechanismen von der Abschlussdomänenstruktur kompensiert. Die auf die präzedierende Domänenmagnetisierung wirkende Rückstellkraft sinkt durch eine Reduktion der dynamischen magnetostatischen Energie infolge einer Verringerung der dynamisch polar geladenen Gesamtwandlänge. Gleichzeitig nimmt die  $180^\circ$ -Wandlänge zu, sodass das dynamische Dipolfeld verstärkt im Bereich der Domänenwände lokalisiert und damit im Domänenvolumen reduziert ist. Zusätzlich steigt infolge erhöhter Anisotropie der Abstand zwischen Wänden und Kanten gleichnamiger dynamischer Ladung. Diese Betrachtungen zeigen, dass die Strukturierung von anisotropieangepassten Schichten dem eigentlichen Anliegen – der Einstellung der ferromagnetischen Resonanzfrequenz – durch Ausbildung von Domänenstrukturen entgegenwirken kann.

Abschließend wurde das Anregungsspektrum von Konzertina- oder Buckling-Domänenstrukturen untersucht. Anders als in den  $180^\circ$ -Domänenstrukturen wurde keine Domänenmode mit homogener Magnetisierungspräzession innerhalb der Grunddomänen beobachtet. Dies kann teilweise auf die geringe Domä-

nengröße, aber auch auf die niedrigere Symmetrie der Domänenstruktur zurückgeführt werden. Anstelle einer homogenen Domänenmode wurde numerisch eine dynamische Modulation der Magnetisierung parallel und senkrecht zur jeweils lokalen Magnetisierungsrichtung in den Grund- und Abschlussdomänen beobachtet. Die überraschend starke Feldabhängigkeit der Frequenz der Domänenmode konnte mit Hilfe mikromagnetischer Modellrechnungen erfolgreich reproduziert und erklärt werden. Während die Frequenz der Kittelmode in gesättigten Strukturen in einem bestimmten Feldbereich um weniger als 1 GHz variierte, verschob sich die Domänenresonanzfrequenz von Bucklingstrukturen im gleichen Feldintervall um bis zu 5 GHz. Es hat sich herausgestellt, dass den Domänenwänden zwischen Grund- und Abschlussdomänen eine tragende Rolle zukommt. Je geringer der Wandwinkel, desto besser kann die Wand zwischen der dynamischen Modulation in einer Abschlussdomäne und den angrenzenden Grunddomänen vermitteln. Gleichzeitig kommt es zu einer homogeneren Verteilung dynamischer Ladungen und damit einer geringeren magnetostatischen Energie bzw. niedrigeren Resonanzfrequenz.

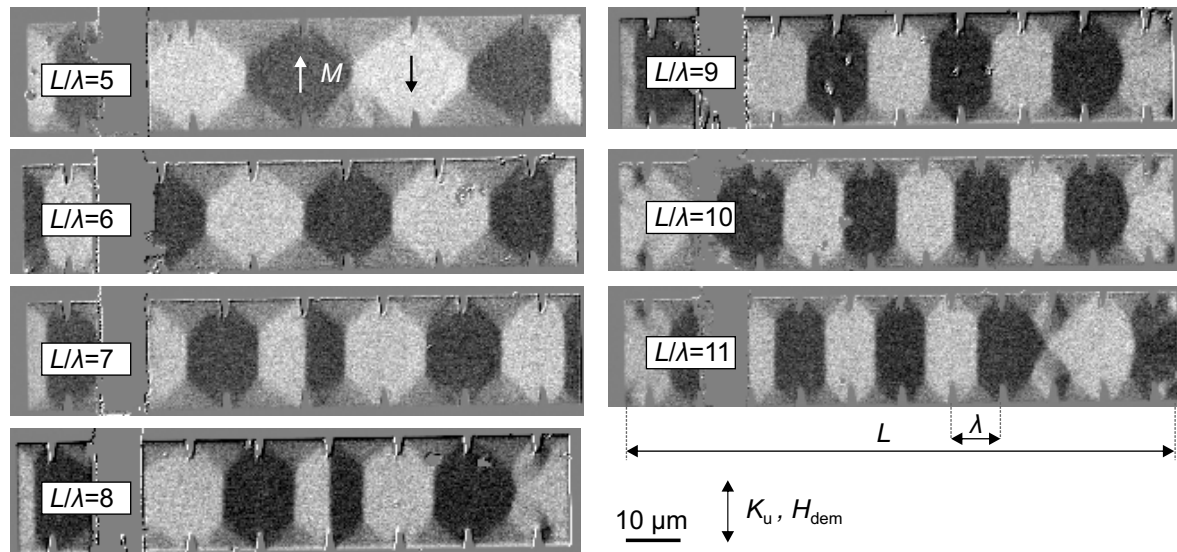
Ferner konnte gezeigt werden, dass auch mit zunehmender Wellenlänge der Bucklingstruktur eine Zunahme der Domänenmodenresonanzfrequenz einhergeht. Bei Vergrößerung der Bucklingstruktur bei konstantem äußeren Magnetfeld erfährt die Grunddomänenmagnetisierung eine zusätzliche Rotation aus der leichten Achse heraus. Damit erhöhen sich der Domänenwandwinkel und der dynamische magnetostatische Energiebeitrag.

Anhand der im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Ergebnisse konnte gezeigt werden, dass über die gezielte Erzeugung magnetischer Domänenstrukturen ein breites Spektrum ferromagnetischer Resonanzfrequenzen eingestellt werden kann. Für mesoskopische Strukturgrößen ist das dynamische Entmagnetisierungsfeld ausschlaggebend für die Höhe der ferromagnetischen Domänenresonanzfrequenz.

## Ausblick

Die in Kapitel 5 vorgestellten Ergebnisse zur Magnetodynamik von  $180^\circ$ -Domänenstrukturen setzen die Möglichkeit voraus, Domänenweiten gezielt einstellen zu können. Für eine Vielzahl technischer Anwendungen ist die Applikation einer geeigneten magnetischen Feldgeschichte zur Erzeugung von gewünschten Domänenstrukturen im fertigen Bauteil jedoch wenig praktikabel. Erste Versuche, ausgehenden Streifenelementen eine definierte Domänenweite aufzuprägen, erfolgten durch Überstrukturierung der Elementkanten mit Hilfe eines fokussierten Ionenstrahls. Durch Einbringen von Kerben an den Elementkanten konnten gezielt Nukleationsstellen für Domänen erzeugt werden. Auf diese Weise ließen sich Domänenweiten mit  $1 \leq w/b \leq 0.55$  zuverlässig einstellen (siehe Abb. 8.1).

Für die Erzeugung von störfreien  $180^\circ$ -Domänenstrukturen mit schmalen Grunddomänen versagte dieser auf Domänennukleation basierende Ansatz. Subdomänenstrukturen und Magnetisierungskonfigurationen mit unregelmäßiger Domänenweite wurden als Folge von Wandverankerung an den eingebrachten Kerben beobachtet. Es sollte jedoch möglich sein, mit anderen Methoden auch den Bereich geringer Domänenweiten abzudecken. Beispielsweise sind eine lokale Modifikation der Schichteigenschaften (siehe



**Abb. 8.1.:** Abschlussdomänenstrukturen in  $20 \times 100 \mu\text{m}^2$  Streifen der Dicke 60 nm nach Entmagnetisierung senkrecht zur Streifenachse ( $\parallel K_u$ ). Mittels fokussierten Ionenstrahls wurden entlang der Kanten schmale Kerben als Domänennukleationsstellen im Abstand von  $\lambda$  eingebracht. Der grau erscheinende Bereich im linken Teil des Streifens ist ein nicht-magnetischer Metallstreifen auf der magnetischen Struktur, um Aufladung während des Ionenbeschusses zu vermeiden.

beispielsweise Hamann et al. [111]) und damit die Schaffung von Domänenwandhaftzentren mittels lokaler Ionenimplantation denkbar. Kuepper et al. [112] brachten gezielt Defekte (Löcher) in quadratische Elemente mit Landau-Struktur ein, um so die Hochfrequenzeigenschaften zu modifizieren. Auch der Ansatz von Leiste et al. [113] – die Erzeugung von Schlitzen an Stelle der  $180^\circ$ -Domänenwände – ist möglich, basiert allerdings vielmehr auf dem *herkömmlichen* Formanisotropieeffekt als auf der Domänenstruktur selbst. Alternativ wäre die Erzeugung eines Mehrschichtsystems mit lateral modulierten Materialien denkbar, bei dem die Position der Domänenwände beispielsweise durch Materialstreifen mit geringerer Anisotropie eingepägt wird.

Das Resonanzverhalten von Strukturen mit Bucklingdomänen kann modifiziert werden, indem über eine gezielte Einstellung der Formanisotropie linsenförmiger Elemente eine Erweiterung, Einschnürung oder auch Verschiebung des von Domänen dominierten Feldbereichs erreicht wird.

## A. Magnetometrische

### Entmagnetisierungsfaktoren nach Aharoni

Die magnetometrischen Entmagnetisierungsfaktoren dienen der Berechnung der gemittelten Komponenten  $H_{d,x}$ ,  $H_{d,y}$  und  $H_{d,z}$  für ein magnetisch gesättigtes rechtwinkliges Prisma [51].

$$\begin{aligned}
 N_x = & \frac{1}{\pi} \left[ \frac{c^2 - a^2}{2ac} \ln \left( \frac{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2} - b}{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2} + b} \right) + \frac{b^2 - a^2}{2ba} \ln \left( \frac{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2} - c}{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2} + c} \right) + \frac{c}{2a} \ln \left( \frac{\sqrt{b^2 + c^2} + b}{\sqrt{b^2 + c^2} - b} \right) \right. \\
 & + \frac{b}{2a} \ln \left( \frac{\sqrt{b^2 + c^2} + c}{\sqrt{b^2 + c^2} - c} \right) + \frac{a}{2b} \ln \left( \frac{\sqrt{a^2 + c^2} - c}{\sqrt{a^2 + c^2} + c} \right) + \frac{a}{2c} \ln \left( \frac{\sqrt{a^2 + b^2} - b}{\sqrt{a^2 + b^2} + b} \right) \\
 & + 2 \arctan \left( \frac{cb}{a\sqrt{a^2 + b^2 + c^2}} \right) + \frac{b^3 + c^3 - 2a^3}{3abc} + \frac{b^2 + c^2 - 2a^2}{3abc} \sqrt{a^2 + b^2 + c^2} \\
 & \left. + \frac{a}{bc} (\sqrt{a^2 + b^2} + \sqrt{a^2 + c^2}) - \frac{(a^2 + b^2)^{\frac{3}{2}} + (b^2 + c^2)^{\frac{3}{2}} + (a^2 + c^2)^{\frac{3}{2}}}{3abc} \right]
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 N_y = & \frac{1}{\pi} \left[ \frac{a^2 - c^2}{2ab} \ln \left( \frac{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2} - c}{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2} + c} \right) + \frac{c^2 - b^2}{2bc} \ln \left( \frac{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2} - a}{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2} + a} \right) + \frac{a}{2b} \ln \left( \frac{\sqrt{a^2 + c^2} + c}{\sqrt{a^2 + c^2} - c} \right) \right. \\
 & + \frac{c}{2b} \ln \left( \frac{\sqrt{a^2 + c^2} + a}{\sqrt{a^2 + c^2} - a} \right) + \frac{b}{2c} \ln \left( \frac{\sqrt{a^2 + b^2} - a}{\sqrt{a^2 + b^2} + a} \right) + \frac{b}{2a} \ln \left( \frac{\sqrt{b^2 + c^2} - c}{\sqrt{b^2 + c^2} + c} \right) \\
 & + 2 \arctan \left( \frac{ca}{b\sqrt{a^2 + b^2 + c^2}} \right) + \frac{a^3 + c^3 - 2b^3}{3abc} + \frac{a^2 + c^2 - 2b^2}{3abc} \sqrt{a^2 + b^2 + c^2} \\
 & \left. + \frac{b}{ac} (\sqrt{b^2 + c^2} + \sqrt{a^2 + b^2}) - \frac{(a^2 + b^2)^{\frac{3}{2}} + (b^2 + c^2)^{\frac{3}{2}} + (a^2 + c^2)^{\frac{3}{2}}}{3abc} \right]
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
N_z = \frac{1}{\pi} & \left[ \frac{b^2 - c^2}{2bc} \ln \left( \frac{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2} - a}{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2} + a} \right) + \frac{a^2 - c^2}{2ac} \ln \left( \frac{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2} - b}{\sqrt{a^2 + b^2 + c^2} + b} \right) + \frac{b}{2c} \ln \left( \frac{\sqrt{a^2 + b^2} + a}{\sqrt{a^2 + b^2} - a} \right) \right. \\
& + \frac{a}{2c} \ln \left( \frac{\sqrt{a^2 + b^2} + b}{\sqrt{a^2 + b^2} - b} \right) + \frac{c}{2a} \ln \left( \frac{\sqrt{b^2 + c^2} - b}{\sqrt{b^2 + c^2} + b} \right) + \frac{c}{2b} \ln \left( \frac{\sqrt{a^2 + c^2} - a}{\sqrt{a^2 + c^2} + a} \right) \\
& + 2 \arctan \left( \frac{ab}{c\sqrt{a^2 + b^2 + c^2}} \right) + \frac{a^3 + b^3 - 2c^3}{3abc} + \frac{a^2 + b^2 - 2c^2}{3abc} \sqrt{a^2 + b^2 + c^2} \\
& \left. + \frac{c}{ab} (\sqrt{a^2 + c^2} + \sqrt{b^2 + c^2}) - \frac{(a^2 + b^2)^{\frac{3}{2}} + (b^2 + c^2)^{\frac{3}{2}} + (a^2 + c^2)^{\frac{3}{2}}}{3abc} \right]
\end{aligned}$$

## B. Ballistische Entmagnetisierungsfaktoren nach Aharoni

Die ballistischen Entmagnetisierungsfaktoren  $N'_i$  [52] berücksichtigen die Inhomogenität des entmagnetisierenden Feldes in einem gesättigten Prisma. Wird das entmagnetisierende Feld im Zentrum eines entlang  $i$  gesättigten Prismas über den Prismenquerschnitt gemittelt, ergeben sich die  $N'_i < N_i$ .

$$N'_x = \frac{1}{\pi} \left[ \frac{a}{2b} \ln \left( \frac{\sqrt{4b^2 + 4c^2 + a^2} + 2c}{\sqrt{4b^2 + 4c^2 + a^2} - 2c} \times \frac{\sqrt{4c^2 + a^2} - 2c}{\sqrt{4c^2 + a^2} + 2c} \right) + \frac{a}{2c} \ln \left( \frac{\sqrt{4b^2 + 4c^2 + a^2} + 2b}{\sqrt{4b^2 + 4c^2 + a^2} - 2b} \right) \right. \\ \left. \times \frac{\sqrt{4b^2 + a^2} - 2b}{\sqrt{4b^2 + a^2} + 2b} \right) + \frac{a}{2ab} \left( \sqrt{4b^2 + a^2} + \sqrt{4c^2 + a^2} - \sqrt{4b^2 + 4c^2 + a^2} - a \right) \\ \left. + 2 \arctan \left( \frac{4ab}{a\sqrt{4b^2 + 4c^2 + a^2}} \right) \right]$$

$$N'_y = \frac{1}{\pi} \left[ \frac{b}{2c} \ln \left( \frac{\sqrt{4c^2 + 4a^2 + b^2} + 2a}{\sqrt{4c^2 + 4a^2 + b^2} - 2a} \times \frac{\sqrt{4a^2 + b^2} - 2a}{\sqrt{4a^2 + b^2} + 2a} \right) + \frac{b}{2a} \ln \left( \frac{\sqrt{4c^2 + 4a^2 + b^2} + 2c}{\sqrt{4c^2 + 4a^2 + b^2} - 2c} \right) \right. \\ \left. \times \frac{\sqrt{4c^2 + b^2} - 2c}{\sqrt{4c^2 + b^2} + 2c} \right) + \frac{b}{2ab} \left( \sqrt{4c^2 + b^2} + \sqrt{4a^2 + b^2} - \sqrt{4c^2 + 4a^2 + b^2} - b \right) \\ \left. + 2 \arctan \left( \frac{4ab}{b\sqrt{4c^2 + 4a^2 + b^2}} \right) \right]$$

$$N'_z = \frac{1}{\pi} \left[ \frac{c}{2a} \ln \left( \frac{\sqrt{4a^2 + 4b^2 + c^2} + 2b}{\sqrt{4a^2 + 4b^2 + c^2} - 2b} \times \frac{\sqrt{4b^2 + c^2} - 2b}{\sqrt{4b^2 + c^2} + 2b} \right) + \frac{c}{2b} \ln \left( \frac{\sqrt{4a^2 + 4b^2 + c^2} + 2a}{\sqrt{4a^2 + 4b^2 + c^2} - 2a} \right) \right. \\ \left. \times \frac{\sqrt{4a^2 + c^2} - 2a}{\sqrt{4a^2 + c^2} + 2a} \right) + \frac{c}{2ab} \left( \sqrt{4a^2 + c^2} + \sqrt{4b^2 + c^2} - \sqrt{4a^2 + 4b^2 + c^2} - c \right) \\ \left. + 2 \arctan \left( \frac{4ab}{c\sqrt{4a^2 + 4b^2 + c^2}} \right) \right]$$



## C. Herleitung der akustischen Domänenresonanzfrequenz im transversalen Feld

Für das Modell zweier isolierter aber magnetostatisch wechselwirkender Prismen im transversalen Feld wird zur Berechnung des Gleichgewichtswinkels der Magnetisierung  $\theta_0$  die erste Ableitung von (5.15) herangezogen:

$$\partial E_0 / \partial \theta_0 = -\mu_0 H M_s \cos \theta^0 + 2K_u \cos \theta^0 \sin \theta^0 + \mu_0 M_s^2 [N'_x \sin \theta^0 \cos \theta^0 - (N_y - \Lambda_y) \cos \theta^0 \sin \theta^0] \quad (\text{C.1})$$

Die linearisierten Bewegungsgleichungen (siehe Gl. (5.20)) lassen sich auf Grundlage der Symmetrie und  $E_{\theta\theta} = E_{\theta_1\theta_1} = E_{\theta_2\theta_2}$ ,  $E_{\phi\phi} = E_{\phi_1\phi_1} = E_{\phi_2\phi_2}$  und  $E_{\theta_1\phi_1} = -E_{\theta_1\phi_2} = E_{\phi_1\theta_2} = -E_{\theta_2\phi_2}$  weiter vereinfachen:

$$E_{\theta\theta} \Delta \theta_1 + \left( E_{\theta_1\phi_1} + \frac{i\xi\omega}{2} \right) \Delta \phi_1 + E_{\theta_1\theta_2} \Delta \theta_2 - E_{\theta_1\phi_1} \Delta \phi_2 = -\frac{1}{2} M_s h \sin \phi_h \cos \theta^0, \quad (\text{C.2a})$$

$$\left( E_{\theta_1\phi_1} - \frac{i\xi\omega}{2} \right) \Delta \theta_1 + E_{\phi\phi} \Delta \phi_1 + E_{\theta_1\phi_1} \Delta \theta_2 + E_{\phi_1\phi_2} \Delta \phi_2 = \frac{1}{2} M_s h \cos \phi_h \sin \theta^0, \quad (\text{C.2b})$$

$$E_{\theta_1\theta_2} \Delta \theta_1 + E_{\theta_1\phi_1} \Delta \phi_1 + E_{\theta\theta} \Delta \theta_2 - \left( E_{\theta_1\phi_1} + \frac{i\xi\omega}{2} \right) \Delta \phi_2 = \frac{1}{2} M_s h \sin \phi_h \cos \theta^0, \quad (\text{C.2c})$$

$$-E_{\theta_1\phi_1} \Delta \theta_1 + E_{\phi_1\phi_2} \Delta \phi_1 + \left( -E_{\theta_1\phi_1} - \frac{i\xi\omega}{2} \right) \Delta \theta_2 + E_{\phi_1\phi_1} \Delta \phi_2 = \frac{1}{2} M_s h \cos \phi_h \sin \theta^0. \quad (\text{C.2d})$$

Gleichungssystem C.2 lässt sich umformen:

$$\begin{aligned}
a + c : \quad & 2(E_{\theta\theta} + E_{\theta_1\theta_2})\theta^+ + i\xi\omega\phi^+ + 4E_{\theta_1\phi_1}\phi^- = 0 \\
b + d : \quad & -i\xi\omega\theta^+ + 2(E_{\phi\phi} + E_{\phi_1\phi_2})\phi^+ = M_s h \cos\phi_h \sin\theta^0, \\
a - c : \quad & 2(E_{\theta\theta} - E_{\theta_1\theta_2})\theta^- + i\xi\omega\phi^- = -M_s h \sin\phi_h \cos\theta^0, \\
b - d : \quad & 4E_{\theta_1\phi_1}\theta^+ - i\xi\omega\theta^- + 2(E_{\phi\phi} - E_{\phi_1\phi_2})\phi^- = 0.
\end{aligned} \tag{C.3}$$

Die zweiten Ableitungen der Energie sind:

$$\begin{aligned}
E_{\theta_1\theta_1} &= \frac{\mu_0}{2} H M_s \sin\theta_1 \sin\phi_1 + K_u (\cos^2\theta_1 - \sin^2\theta_1) \\
&\quad + \frac{\mu_0}{2} M_s^2 (\cos^2\theta_1 - \sin^2\theta_1) (N'_x \sin^2\phi_1 - N_y + N_z \cos^2\phi_1) \\
&\quad + \frac{\mu_0}{2} M_s^2 \left[ \frac{1}{2} \Lambda_x (\sin^2\phi_1 \cos^2\theta_1 - \sin^2\phi_1 \sin^2\theta_1 + \sin\theta_1 \sin\theta_2 \sin\phi_1 \sin\phi_2) - \Lambda_y \cos\theta_1 \cos\theta_2 \right. \\
&\quad \left. - \Lambda_z \sin\theta_1 \cos\phi_1 \sin\theta_2 \cos\phi_2 \right] \\
E_{\theta_1\theta_2} &= -\frac{\mu_0}{4} M_s^2 \Lambda_x \cos\theta_1 \cos\theta_2 \sin\phi_1 \sin\phi_2 + \frac{\mu_0}{2} M_s^2 \Lambda_y \sin\theta_1 \sin\theta_2 + \frac{\mu_0}{2} M_s^2 \Lambda_z \cos\theta_1 \cos\phi_1 \cos\theta_2 \cos\phi_2 \\
E_{\phi_1\phi_1} &= \frac{\mu_0}{2} H M_s \sin\theta_1 \sin\phi_1 + \frac{\mu_0}{2} M_s^2 (\cos^2\phi_1 - \sin^2\phi_1) \sin^2\theta_1 (N'_x - N_z) \\
&\quad + \frac{\mu_0}{2} M_s^2 \left[ \frac{1}{2} \Lambda_x (\sin^2\theta_1 \cos^2\phi_1 - \sin^2\theta_1 \sin^2\phi_1 + \sin\theta_1 \sin\theta_2 \sin\phi_1 \sin\phi_2) \right. \\
&\quad \left. - \Lambda_z \sin\theta_1 \cos\phi_1 \sin\theta_2 \cos\phi_2 \right] \\
E_{\phi_1\phi_2} &= -\frac{\mu_0}{4} M_s^2 \Lambda_x \sin\theta_1 \sin\theta_2 \cos\phi_1 \cos\phi_2 + \frac{\mu_0}{2} M_s^2 \Lambda_z \sin\theta_1 \sin\theta_2 \sin\phi_1 \sin\phi_2 \\
E_{\theta_1\phi_1} &= -\frac{\mu_0}{2} H M_s \cos\theta_1 \cos\phi_1 + \mu_0 M_s^2 [N'_x \cos\theta_1 \sin\theta_1 \cos\phi_1 \sin\phi_1 - N_z \cos\theta_1 \sin\theta_1 \cos\phi_1 \sin\phi_1] \\
&\quad + \frac{\mu_0}{2} M_s^2 \left[ \frac{1}{2} \Lambda_x (\cos\theta_1 \sin\theta_1 \cos\phi_1 \sin\phi_1 + (\sin\theta_1 \sin\phi_1 - \sin\theta_2 \sin\phi_2) \cos\theta_1 \cos\phi_1) \right. \\
&\quad \left. - \Lambda_z \cos\theta_1 \sin\theta_2 \cos\phi_2 \sin\phi_1 \right].
\end{aligned} \tag{C.4}$$

Im Gleichgewicht ( $\phi_1^0 = \phi_2^0 = \pi/2$  und  $\theta_1^0 = \pi - \theta_2^0 = \theta_0$ ) reduzieren sich diese auf:

$$\begin{aligned}
E_{\theta_1\theta_1}^0 &= \frac{\mu_0}{2} H M_s \sin\theta_0 + \frac{\mu_0}{2} M_s H_k (1 - 2\sin^2\theta_0) + \frac{\mu_0}{2} M_s^2 (1 - 2\sin^2\theta_0) (N'_x - N_y) \\
&\quad + \frac{\mu_0}{2} M_s^2 (1 - \sin^2\theta_0) \left[ \frac{1}{2} \Lambda_x + \Lambda_y \right], \\
E_{\theta_1\theta_2}^0 &= \frac{\mu_0}{4} M_s^2 \Lambda_x (1 - \sin^2\theta_0) + \frac{\mu_0}{2} M_s^2 \Lambda_y \sin^2\theta_0, \\
E_{\phi_1\phi_1}^0 &= \frac{\mu_0}{2} H M_s \sin\theta_0 - \frac{\mu_0}{2} M_s^2 \sin^2\theta_0 (N'_x - N_z), \\
E_{\phi_1\phi_2}^0 &= \frac{\mu_0}{2} M_s^2 \Lambda_z \sin^2\theta_0, \\
E_{\theta_1\phi_1}^0 &= 0.
\end{aligned} \tag{C.5}$$

Aus  $E_{\theta_1\phi_1}^0 = 0$  folgt das vereinfachte Gleichungssystem (5.21).

Die Resonanzfrequenz der akustischen Domänenmode ergibt sich durch Einsetzen von (C.5) in die Determinante in Gl. 5.22.

# Literaturverzeichnis

- [1] BAIBICH, M.N. ; BROTO, J.M. ; FERT, A. ; NGUYEN, F. ; PETROFF, F. ; ETIENNE, P. ; CREUZET, G. ; FRIEDERICH, A. ; CHAZELAS, J.: Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices. In: *Phys. Rev. Lett.* 61 (1988), S. 2472–2475
- [2] BINASCH, G. ; GRÜNBERG, P. ; SAURENBACH, F. ; ZINN, W.: Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange. In: *Phys. Rev. B* 39 (1989), S. 4828–4830
- [3] PARKIN, S.S.P. ; HAYASHI, M. ; THOMAS, L.: Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory. In: *Science* 320 (2008), S. 190–194
- [4] LENK, B. ; ULRICH, H. ; GARBS, F. ; MÜNZENBERG, M.: The building blocks of magnonics. In: *Phys. Rep.* 507 (2011), S. 107–136
- [5] MCPHAIL, S. ; GÜRTLER, C.M. ; SHILTON, J.M. ; CURSON, N.J. ; BLAND, J.A.C.: Coupling of spin-wave modes in extended ferromagnetic thin film antidot arrays. In: *Phys. Rev. B* 72 (2005), S. 094414
- [6] MARTYANOV, O.N. ; YUDANOV, V.F. ; LEE, R.N. ; NEPIJKO, S.A. ; ELMERS, H.J. ; HERTEL, R. ; SCHNEIDER, C.M. ; SCHÖNHENSE, G.: Ferromagnetic resonance study of thin film antidot arrays: Experiment and micromagnetic simulations. In: *Phys. Rev. B* 75 (2007), S. 174429
- [7] KOSTYLEV, M. ; G.GUBIOTTI ; CARLOTTI, G. ; SOCINO, G. ; TACCHI, S. ; WANG, C. ; SINGH, N. ; ADEYEYE, A.O. ; STAMPS, R. L.: Propagating volume and localized spin wave modes on a lattice of circular magnetic antidots. In: *J. Appl. Phys.* 103 (2008), S. 07C507
- [8] A. IOVAN, S. A. ; NAIDYUK, Y.G. ; VEDYAEV, A. ; DIENY, B. ; KORENIVSKI, V.: Spin Diode Based on Fe/MgO Double Tunnel Junction. In: *Nano Lett.* 8 (2008), S. 805–809
- [9] YAMAGUCHI, M. ; FRANCOMBE, M.H. (Hrsg.): *Handbook of Thin Film Devices: Magnetic Films for Planar Inductive Components and Devices*. Bd. 4. 2000. – 185–212 S.
- [10] KORENIVSKI, V.: GHz magnetic film conductors. In: *J. Magn. Magn. Mat.* 215-216 (2000), S. 800–806
- [11] FROMMBERGER, M. ; ZANKE, Ch. ; LUDWIG, A. ; QUANDT, E.: Processing and application of magnetoelastic thin films in high-frequency devices. In: *Microelectronic Engineering* 67-68

- (2003), S. 588–594
- [12] FASSBENDER, J. ; MCCORD, J.: Control of saturation magnetization, anisotropy, and damping due to Ni implantation in thin Ni<sub>81</sub>Fe<sub>19</sub> layers. In: *Appl. Phys. Lett.* 88 (2006), S. 252501
- [13] MCCORD, J. ; KALTOFEN, R. ; SCHMIDT, O.G. ; SCHULTZ, L.: Tuning of magnetization dynamics by ultrathin antiferromagnetic layers. In: *Appl. Phys. Lett.* 92 (2008), S. 162506
- [14] MCCORD, J.: Magnetization Dynamics of Coupled Ferromagnetic-Antiferromagnetic Thin Films. In: *Adv. Solid State Phys.* 48 (2008), S. 157–170
- [15] FENG, J.S.Y. ; THOMPSON, D.A.: Permeability of Narrow Permalloy Stripes. In: *IEEE Trans. Magn.* MAG-13 (1977), Nr. 5, S. 1521–1523
- [16] JUNG, S. ; WATKINS, B. ; DELONG, L. ; KETTERSON, J.B. ; CHANDRASEKHAR, V.: Ferromagnetic resonance in periodic particle arrays. In: *Phys. Rev. B* 66 (2002), S. 132401
- [17] GUBIOTTI, G. ; TACCHI, S. ; CARLOTTI, G. ; VAVASSORI, P. ; SINGH, N. ; GOOLAUP, S. ; ADEYEYE, A.O. ; STASHKEVICH, A. ; KOSTYLEV, M.: Magnetostatic interaction in arrays of nanometric permalloy wires: A magneto-optic Kerr effect and a Brillouin light scattering study. In: *Phys. Rev. B* 72 (2005), S. 224413
- [18] TAN, C.Y. ; CHEN, X. ; MA, Y.G. ; LIU, Y. ; ONG, C.K.: Ferromagnetic resonance frequency tuning of FeTaN thin films by strips patterning with angular displacements. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 40 (2007), S. 6888–6891
- [19] WOLF, M. ; PATSCHURECK, C. ; SCHÄFER, R. ; MÖNCH, I. ; SCHULTZ, L. ; MCCORD, J.: Array anisotropy in structured thin film arrays: Influence on the magnetodynamics. In: *J. Magn. Magn. Mat.* 323 (2011), S. 1703–1707
- [20] HUBERT, A. ; SCHÄFER, R.: *Magnetic Domains - The Analysis of Magnetic Microstructures*. 3. Aufl. Springer Verlag, 2009
- [21] POLDER, D. ; SMIT, J.: Resonance Phenomena in Ferrites. In: *Reviews of Modern Physics* 25 (1953), Nr. 1, S. 89–90
- [22] ARTMAN, J.O. ; CHARAP, S.H.: Ferromagnetic Resonance in periodic domain structures. In: *J. Appl. Phys.* 49 (1978), S. 1587–1589
- [23] EBELS, U. ; BUDA, L. ; OUNADJELA, K. ; WIGEN, P.E.: Ferromagnetic resonance excitation of two-dimensional wall structures in magnetic stripe domains. In: *Phys. Rev. B* 63 (2001), S. 174437
- [24] VUKADINOVIC, N. ; LABRUNE, M. ; YOUSSEF, J.B. ; MARTY, A. ; TOUSSAINT, J.C. ; GALL, H. L.: Ferromagnetic resonance spectra in a weak stripe domain structure. In: *Phys. Rev. B* 65 (2001), S. 054403
- [25] BUZNIKOV, N.A. ; ROZANOV, K.N.: The effect of stripe domain structure on dynamic permea-

- bility of thin ferromagnetic films with out-of-plane uniaxial anisotropy. In: *J. Magn. Magn. Mat.* 285 (2005), S. 314–326
- [26] *Kapitel* Small Amplitude Dynamics of Nonhomogeneous Magnetization Distributions: The Excitation Spectrum of Stripe Domains. In: EBELS, U. ; BUDA, L.D. ; OUNADJELA, K. ; WIGEN, P.E.: *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I*. Springer Verlag Berlin Heidelberg, 2002, S. 167–216
- [27] YOUSSEF, J.B. ; VUKADINOVIC, N. ; BILLET, D. ; LABRUNE, M.: Thickness-dependent magnetic excitations in Permalloy films with nonuniform magnetization. In: *Phys. Rev. B* 69 (2004), S. 174402
- [28] MATHIEU, C. ; JORZICK, J. ; FRANK, A. ; DEMOKRITOV, S.O. ; SLAVIN, A.N. ; HILLEBRANDS, B. ; BARTENLIAN, B. ; CHAPPERT, C. ; DECANINI, D. ; ROUSSEAU, F. ; CAMBRIL, E.: Lateral Quantization of Spin Waves in Micron Size Magnetic Wires. In: *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998), S. 3968–3971
- [29] JORZICK, J. ; DEMOKRITOV, S.O. ; HILLEBRANDS, B. ; BAILLEUL, M. ; FERMON, C. ; GUSLIENKO, K.Y. ; SLAVIN, A.N. ; BERKOV, D.V. ; GORN, N.L.: Spin Wave Wells in Nonellipsoidal Micrometer Size Magnetic Elements. In: *Phys. Rev. Lett.* 88 (2002), S. 047204
- [30] PARK, J.P. ; EAMES, P. ; ENGBRETSON, D.M. ; BEREZOVSKY, J. ; CROWELL, P.A.: Spatially Resolved Dynamics of Localized Spin-Wave Modes in Ferromagnetic Wires. In: *Phys. Rev. Lett.* 27 (2002), S. 277201
- [31] BAILLEUL, M. ; HÖLLINGER, R. ; FERMON, C.: Microwave spectrum of square Permalloy dots: Quasisaturated state. In: *Phys. Rev. B* 73 (2006), S. 104424
- [32] MARANVILLE, B.B. ; MCMICHAEL, R.D. ; KIM, S.A. ; JOHNSON, W.L. ; ROSS, C.A. ; CHEN, J.Y.: Characterization of magnetic properties at edges by edge-mode dynamics. In: *J. Appl. Phys.* 99 (2006), S. 08C703
- [33] GUBIOTTI, G. ; MADAMI, M. ; TACCHI, S. ; CARLOTTI, G. ; ADEYEYE, A.O. ; GOOLAUP, S. ; SINGH, N. ; SLAVIN, A.N.: Spin wave eigenmodes of square permalloy dots studied by Brillouin light scattering. In: *J. Magn. Magn. Mat.* 316 (2007), S. e338–e341
- [34] PERZLMAIER, K. ; BUSS, M. ; BACK, C.H. ; DEMIDOV, V.E. ; B.HILLEBRANDS ; DEMOKRITOV, S.O.: Spin-Wave Eigenmodes of Permalloy Squares with a Closure Domain Structure. In: *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005), S. 057202
- [35] RAABE, J. ; QUITMANN, C. ; BACK, C.H. ; NOLTING, F. ; JOHNSON, S. ; BUEHLER, C.: Quantitative Analysis of Magnetic Excitations in Landau Flux-Closure Structures Using Synchrotron-Radiation Microscopy. In: *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005), S. 217204
- [36] NEUDERT, A. ; MCCORD, J. ; CHUMAKOV, D. ; SCHÄFER, R. ; SCHULTZ, L.: Small-amplitude

- magnetization dynamics in permalloy elements investigated by time-resolved wide-field Kerr microscopy. In: *Phys. Rev. B* 71 (2005), S. 134405
- [37] YAN, M. ; LEAF, G. ; KAPER, H. ; CAMLEY, R. ; GRIMSDITCH, M.: Spin-wave modes in a cobalt square vortex: Micromagnetic simulations. In: *Phys. Rev. B* 73 (2006), S. 014425
- [38] BOLTE, M. ; MEIER, G. ; BAYER, C.: Spin-wave eigenmodes of Landau domain patterns. In: *Phys. Rev. B* 73 (2006), S. 052406
- [39] BAILLEUL, M. ; HÖLLINGER, R. ; PERZLMAIER, K. ; FERMON, C.: Microwave spectrum of square permalloy dots: Multidomain state. In: *Phys. Rev. B* 76 (2007), S. 224401
- [40] TOPP, J. ; PODBIELSKI, J. ; HEITMANN, D. ; GRUNDLER, D.: Internal spin-wave confinement in magnetic nanowires due to zig-zag shaped magnetization. In: *Phys. Rev. B* 78 (2008), S. 024431
- [41] KRUGLYAK, V.V. ; KEATLEY, P.S. ; NEUDERT, A. ; DELCHINI, M. ; CHILDRESS, R.J. Hicken J. ; KATINE, J.A.: Imaging small-amplitude magnetization dynamics in a longitudinally magnetized nanowire. In: *Phys. Rev. B* 77 (2008), S. 172407
- [42] BERKOV, D.V. ; GORN, N.L.: Magnetodipolar interlayer interaction effect on the magnetization dynamics of a trilayer square element with the Landau domain structure. In: *J. Appl. Phys.* 103 (2008), S. 053908
- [43] CHOE, S.-B. ; ACREMANN, Y. ; SCHOLL, A. ; BAUER, A. ; DORAN, A. ; STÖHR, J. ; PADMORE, H.A.: Vortex Core-Driven Magnetization Dynamics. In: *Science* 304 (2004), S. 420
- [44] ZHU, X. ; LIU, Z. ; METLUSHKO, V. ; GRÜTTER, P. ; FREEMAN, M.R.: Broadband spin dynamics of the magnetic vortex state: Effect of the pulsed field direction. In: *Phys. Rev. B* 71 (2005), S. 180408
- [45] QUEITSCH, U. ; MCCORD, J. ; NEUDERT, A. ; SCHÄFER, R. ; SCHULTZ, L. ; ROTT, K. ; BRÜCKL, H.: Domain wall induced modes of high- frequency response in ferromagnetic elements. In: *J. Appl. Phys.* 100 (2006), S. 093911
- [46] WOLF, M. ; SCHÄFER, R. ; MCCORD, J.: Precessional frequency of ferromagnetic elements: Influence of magnetic domain width. In: *J. Magn. Magn. Mat.* 321 (2009), S. 2920–2924
- [47] PATSCHURECK, C.: *Untersuchung der Anisotropieabhängigkeit der magnetischen Domänenstruktur und des dynamischen Magnetisierungsverhaltens in magnetischen Dünnschichtelementen*, TU Dresden, Diplomarbeit, 2008
- [48] KNELLER, E.: *Ferromagnetismus*. Springer-Verlag Berlin, Göttingen, Heidelberg, 1962
- [49] AHARONI, A.: *Introduction to the Theory of Ferromagnetism*. 2nd. Oxford University Press, 2000
- [50] STONER, E.C.: The demagnetizing factors for ellipsoids. In: *Philosophical Magazine Series 7* 36

- (1945), S. 803–821
- [51] AHARONI, A.: Demagnetizing factors for rectangular ferromagnetic prisms. In: *J. Appl. Phys.* 83 (1998), Nr. 6, S. 3432–3434
- [52] AHARONI, A. ; PUST, L. ; KIEF, M.: Comparing theoretical demagnetizing factors with the observed saturation process in rectangular shields. In: *J. Appl. Phys.* 87 (2000), Nr. 9, S. 6564–6566
- [53] CULLITY, B.D.: *Introduction To Magnetic Materials*. Addison-Wesley Publishing Company, Inc., 1972
- [54] CHIKAZUMI, S.: *Physics of Ferromagnetism*. Clarendon Press, Oxford, 1997
- [55] MCCORD, J.: Irregular domain patterns in structured magnetic thick films. In: *Appl. Phys. Lett.* 95 (2004), S. 6855–6857
- [56] MARTIN, N. ; MCCORD, J. ; GERBER, A. ; STRACHE, T. ; GEMMING, T. ; MÖNCH, I. ; FARAG, N. ; SCHÄFER, R. ; FASSBENDER, J. ; QUANDT, E. ; SCHULTZ, L.: Local stress engineering of magnetic anisotropy in soft magnetic thin films. In: *Appl. Phys. Lett.* 94 (2009), S. 062506
- [57] KITTEL, C.: Physical Theory of Ferromagnetic Domains. In: *Rev. Mod. Phys.* 21 (1949), S. 541–583
- [58] FREI, E.H. ; SHTRIKMAN, S. ; TREVES, D.: Critical Size and Nucleation Field of Ideal Ferromagnetic Particles. In: *Phys. Rev.* 106 (1957), S. 446–455
- [59] MIDDELHOEK, S.: Static Reversal Processes in Thin Ni-Fe-Films. In: *IBM J. Res. Dev.* 6 (1962), S. 394–406
- [60] TSANG, C. ; DECKER, S.K.: The origin of Barkhausen noise in small permalloy magnetoresistive sensors. In: *J. Appl. Phys.* 52 (1981), S. 2465–2467
- [61] USOV, N.A. ; CHANG, C.-R. ; WEI, Z.-H.: Buckling instability in thin soft elliptical particles. In: *Phys. Rev. B* 66 (2002), S. 184431
- [62] NÉEL, M.L.: Parois dans les films minces. In: *J. Phys.-Paris* 2 (1968), S. C2–87–94
- [63] SCHÜPPEL, W. ; KAMBÉRSKY, V.: Bereichs- und Wandstrukturen. In: *Phys. Status Solidi* 2 (1992), S. 167–384
- [64] HUBERT, A.: Stray-Field-Free and Related Domain Wall Configurations in Thin Magnetic Films (II). In: *Phys. Status Solidi* 38 (1970), S. 699
- [65] HUBERT, A.: Domain wall phenomena in bubble propagation layers. In: *J. Magn. Magn. Mat.* 35 (1983), S. 249–253
- [66] YUAN, S.W. ; BERTRAM, H.N.: Domain Wall Structures and Dynamics in Thin Films. In: *IEEE*



- Trans. Magn.* 27 (1991), S. 5511–5513
- [67] *Kapitel An Introduction to Micromagnetics in the Dynamic Regime.* In: MILTAT, J. ; ALBUQUERQUE, G. ; THIAVILLE, A.: *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I.* Springer, 2002, S. 1–34
- [68] KITTEL, C.: On the theory of ferromagnetic resonance absorption. In: *Phys. Rev.* 73 (1948), S. 155–161
- [69] HILLEBRANDS, B.: Dynamik in magnetischen Nanostrukturen. Teil I: Grundlagen der Dynamik. In: *Heraeus-Ferienkurs: Physik der magnetischen Nanostrukturen*, 2004
- [70] YU, M. ; MALKINSKI, L. ; SPINU, L. ; ZHOU, W. ; WHITTENBURG, S.: Size dependence of static and dynamic magnetic properties in nanoscale square Permalloy antidot arrays. In: *J. Appl. Phys.* 101 (2007), S. 09F501
- [71] GIESEN, F. ; PODBIELSKI, J. ; KORN, T. ; GRUNDLER, D.: Multiple ferromagnetic resonance in mesoscopic permalloy rings. In: *J. Appl. Phys.* 97 (2005), Mai, Nr. 10, S. 10A712
- [72] *Kapitel Spinwaves in Laterally Confined Magnetic Structures.* In: DEMOKRITOV, S.O. ; HILLEBRANDS, B.: *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I.* Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, 2002, S. 65–92
- [73] SMIT, J. ; BELJERS, H.G.: Ferromagnetic Resonance Absorption in  $\text{BaFe}_{12}\text{O}_{19}$ , a highly anisotropic crystal. In: *Philips Res. Rep.* 10 (1955), S. 113–130
- [74] RACHFORD, F. J. ; LUBITZ, P. ; VITTORIA, C.: Microwave resonance and propagation in nonsaturated ferromagnetic media. I. Magnetic resonance in single crystal ferrite platelets. In: *J. Appl. Phys.* 53 (1982), Nr. 12, S. 8940–8951
- [75] ZHURAVLEV, V. ; OSHLAKOV, A.: Effect of the domain structure on ferromagnetic resonance in easy-axis ferromagnets. In: *Phys. Solid State* 43 (2001), S. 2110–2114
- [76] KUEPPER, K. ; BUSS, M. ; RAABE, J. ; QUITMANN, C. ; FASSBENDER, J.: Dynamic Vortex-Antivortex Interaction in a Single Cross-Tie Wall. In: *Phys. Rev. Lett.* 99 (2007), S. 167202
- [77] PARK, J.P. ; EAMES, P. ; ENGBRETSON, D.M. ; BEREZOVSKY, J. ; CROWELL, P.A.: Imaging of spin dynamics in closure domain and vortex structures. In: *Phys. Rev. B* 67 (2003), S. 020403
- [78] KERR, J.: On rotation of the plane of polarization by reflection from the pole of a magnet. In: *Phil. Mag.* 5 (1877), S. 321–343
- [79] HUBERT, A. ; RAVE, W. ; TOMLINSON, S.L.: Imaging Magnetic Charges with Force Microscopy. In: *Phys. Status Solidi B* 204 (1997), S. 817–828
- [80] GARCIA, J. M. ; THIAVILLE, A. ; MILTAT, J. ; KIRK, K. J. ; CHAPMAN, J. N. ; ALOUGES, F.: Quantitative interpretation of magnetic force microscopy images from soft patterned elements. In:

- J. Appl. Phys.* 79 (2001), Nr. 5, S. 656–658
- [81] SILVA, T. J. ; LEE, C. S. ; CRAWFORD, T. M. ; ROGERS, C. T.: Inductive measurement of ultrafast magnetization dynamics in thin-film Permalloy. In: *J. Appl. Phys.* 85 (1999), Nr. 11, S. 7849–7862
- [82] KOS, A.B. ; SILVA, T.J. ; KABOS, P.: Pulsed inductive microwave magnetometer. In: *Review Of Scientific Instruments* 73 (2002), Nr. 10, S. 3563–3569
- [83] CHUMAKOV, D. ; MCCORD, J. ; SCHÄFER, R. ; SCHULTZ, L. ; VINZELBERG, H. ; KALTOFEN, R. ; MÖNCH, I.: Nanosecond time-scale switching of permalloy thin film elements studied by wide-field time-resolved Kerr microscopy. In: *Phys. Rev. B* 71 (2005), S. 014410
- [84] SUN, N.X. ; WANG, S.X. ; SILVA, T.J. ; KOS, A.B.: High Frequency Behavior and Damping of Fe-Co-N-Based High-Saturation Soft Magnetic Films. In: *IEEE Trans. Magn.* 38 (2002), Nr. 1, S. 146–150
- [85] KENNEWELL, K.J. ; CREW, D.C. ; LWIN, M.J. ; WOODWARD, R.C. ; PRASAD, S. ; STAMPS, R.L.: Interpretation of magnetisation dynamics using inductive magnetometry in thin films. In: *Surface Science* 601 (2007), S. 5766–5769
- [86] SANDLER, G.M. ; BERTRAM, H.N. ; SILVA, T.J. ; CRAWFORD, T.M.: Determination of the magnetic damping constant in NiFe films. In: *J. Appl. Phys.* 85 (1999), Nr. 8, S. 5080–5082
- [87] BILZER, C. ; DEVOLDER, T. ; CROZAT, P. ; CHAPPERT, C. ; CARDOSO, S. ; FREITAS, P.P.: Vector network analyzer ferromagnetic resonance of thin films on coplanar waveguides: Comparison of different evaluation methods. In: *J. Appl. Phys.* 101 (2007), Nr. 7
- [88] DONAHUE, M. ; PORTER, D.G.: *OOMMF User's Guide, Version 1.0, Interagency Report NISTIR No. 6376*. Gaithersburg, MD: National Institute of Standards and Technology, 1999. <http://math.nist.gov/oommf>
- [89] BILZER, C. ; DEVOLDER, T. ; KIM, J.-V. ; COUNIL, G. ; CHAPPERT, C. ; CARDOSO, S. ; FREITAS, P.P.: Study of the dynamic magnetic properties of soft CoFeB films. In: *J. Appl. Phys.* 100 (2006), S. 053903
- [90] LEBECKI, K.M. ; DONAHUE, M.J. ; GUTOWSKI, M.W.: Periodic boundary conditions for demagnetization interactions in micromagnetic simulations. In: *Journal of Physics D* 41 (2008), S. 17500
- [91] LOPUSNIK, R. ; NIBARGER, J.P. ; SILVA, T.J. ; CELINSKI, Z.: Different dynamic and static magnetic anisotropy in thin Permalloy films. In: *Appl. Phys. Lett.* 83 (2003), Nr. 1, S. 96–98
- [92] NEUDERT, A. ; MCCORD, J. ; SCHÄFER, R. ; SCHULTZ, L.: Dynamic anisotropy in amorphous CoZrTa films. In: *J. Appl. Phys.* 95 (2004), S. 6595–6597
- [93] RAVE, W. ; HUBERT, A.: Micromagnetic calculation of the thickness dependence of surface and

- interior width of asymmetrical Bloch walls. In: *J. Magn. Magn. Mat.* 184 (1998), S. 179–183
- [94] TRUNK, T. ; REDJDAL, M. ; KAKAY, A. ; RUANE, M. F. ; HUMPHREY, F. B.: Domain wall structure in Permalloy films with decreasing thickness at the Bloch to Néel transition. In: *J. Appl. Phys.* 89 (2001), Nr. 11, S. 7606–7608
- [95] ARTMAN, J. O.: Microwave Resonance Relations in Anisotropic Single-Crystal Ferrites. In: *Phys. Rev.* 105 (1957), Januar, Nr. 1, S. 62–73
- [96] VLASOV, K.B. ; ONOPRIYENKO, L.G.: Resonance effects in magnetically equiaxed ferro-dielectric single crystals having domain structure. In: *Fiz. Met. Metalloved.* 15 (1963), Nr. 1, S. 45–54
- [97] HASTY, T.E.: Ferromagnetic Resonance in Multidomain Thin Films. In: *J. Appl. Phys.* 35 (1964), Nr. 5, S. 1434–1441
- [98] GUREVICH, A. G. ; MELKOV, G. A.: *Magnetization Oscillations and Waves*. Boca Raton : CRC Press, 1996. – 224–226 S.
- [99] DÖRING, L. ; OTTO, F.: *Persönliche Mitteilung*. 2013. – (MPI für Mathematik in den Naturwissenschaften, Leipzig)
- [100] BERKOV, D.V. ; RAMSTÖCK, K. ; HUBERT, A.: Solving Micromagnetic Problems. In: *Phys. Status Solidi A* 137 (1993), Nr. 207, S. 207–225
- [101] RÜHRIG, M.: *Mikromagnetische Untersuchungen an Gekoppelten Weichmagnetischen Mehrfahrschichten*, Technische Fakultät der Universität Erlangen-Nürnberg, Dissertation, 1993
- [102] WOLF, S.A. ; TREGER, D. ; CHTCHELKANOVA, A.: Spintronics: The Future of Data Storage. In: *Materials Research Bulletin* 31 (2006), S. 400–401
- [103] RAVE, W. ; HUBERT, A.: Magnetic Ground State of a Thin-Film Element. In: *IEEE Trans. Magn.* 36 (2000), Nr. 6, S. 3886–3889
- [104] PATSCHURECK, C. ; KALTOFEN, R. ; MÖNCH, I. ; SCHÄFER, R. ; SCHULTZ, L. ; MCCORD, J.: Magnetic domain compensation effect on the magnetodynamic response of ferromagnetic elements. In: *Appl. Phys. Lett.* 97 (2010), S. 052507
- [105] MCCORD, J. ; HUBERT, A. ; SCHRÖPFER, G. ; LOREIT, U.: Domain Observation on Magnetoresistive Sensor Elements. In: *IEEE Trans. Magn.* 32 (1996), Nr. 5, S. 4806
- [106] MCCORD, J. ; MATTHEIS, R. ; ELEFANT, D.: Dynamic magnetic anisotropy at the onset of exchange bias: The NiFe/IrMn ferromagnet/antiferromagnet system. In: *Phys. Rev. B* 70 (2004), S. 094420
- [107] LOUBENS, G. de ; RIEGLER, A. ; PIGEAU, B. ; LOCHNER, F. ; BOUST, F. ; GUSLIENKO, K.Y. ; HURDEQUINT, H. ; MOLENKAMP, L.W. ; SCHMIDT, G. ; SLAVIN, A.N. ; TIBERKEVICH, V.S. ;

- VUKADINOVIC, N. ; KLEIN, O.: Bistability of Vortex Core Dynamics in a Single Perpendicular Magnetized Nanodisk. In: *Phys. Rev. Lett.* 102 (2009), S. 177602
- [108] STEINER, J. ; WIECZORECK, H. ; SCHÄFER, R. ; MCCORD, J. ; OTTO, F.: The Formation and Coarsening of the Concertina Pattern. In: *Phys. Rev. B* 85 (2012), S. 104407
- [109] *Kapitel* Nonlinear Spinwaves in One- and Two-Dimensional Magnetic Waveguides. In: SLAVIN, A.N. ; DEMOKRITOV, S.O. ; HILLEBRANDS, B.: *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I*. Springer, Berlin, 2002, S. 35–64
- [110] WINTER, J.M.: Bloch Wall Excitation. Application to Nuclear Resonance in a Bloch Wall. In: *Phys. Rev.* 124 (1961), S. 452–459
- [111] HAMANN, C. ; MÖNCH, I. ; KALTOFEN, R. ; SCHÄFER, R. ; GEMMING, T. ; SCHULTZ, L. ; MCCORD, J.: Size effects on the magnetization reversal behavior of exchange bias modulated thin films. In: *J. Appl. Phys.* 104 (2008), S. 013926
- [112] KUEPPER, K. ; WINTZ, S. ; RAABE, J. ; BUSS, M. ; AKHMADALIEV, Ch ; BISCHOFF, L. ; QUITMANN, C. ; FASSBENDER, J.: Magnetization dynamics of Landau structures: tuning the response of mesoscopic magnetic objects using defects. In: *Journal of Physics: Condensed Matter* 21 (2009), Nr. 43, S. 436003
- [113] LEISTE, H. ; SEEMANN, K. ; ZIEBERT, C.: The influence of the geometry of micro-patterned thin films on the effective permeability and resonance frequency by domains development. In: *J. Magn. Magn. Mat.* 322 (2010), Nr. 9-12, S. 1385–1388

## Danksagung

Ich danke Prof. L. Schultz dafür, dass er mir die Arbeit an dieser Dissertation am IMW des Leibniz Instituts für Festkörper- und Werkstoffforschung ermöglicht hat. Dank seines Engagements als Institutsleiter hat meine Arbeit an der Dissertation stets von einer freien und inspirierenden Arbeitsatmosphäre profitiert.

Mein Dank gilt insbesondere Prof. J. McCord für einen regelmäßigen wissenschaftlichen Austausch, für seine fachlichen Anregungen, zahlreichen Literaturhinweise wie auch sein kritisches Feedback. Besonders danke ich ihm für die Übernahme des Zweitgutachtens.

Prof. R. Schäfer möchte ich für die freundliche Aufnahme in die Abteilung für Magnetische Mikrostrukturen und das Teilen seiner praktischen Erfahrungen zur Kerrmikroskopie danken. Die Weitervermittlung an seine zahlreichen Kontakte in der wissenschaftlichen Gemeinschaft war mir bei speziellen Fragestellungen stets sehr hilfreich.

Bei Dr. M. Wolf möchte ich mich ganz besonders bedanken. Nicht nur, dass ein Großteil dieser Dissertation auf seinen theoretischen Vorarbeiten aufbauen konnte. Er war mir immer eine wohlwollende, verlässliche und vor allem geduldige Unterstützung, was die Domänenformanisotropie und ihre theoretische Beschreibung angeht. Ohne seine Hilfe und unsere vielen Unterhaltungen wäre die vorliegende Arbeit so nicht möglich gewesen. An dieser Stelle möchte ich mich ebenso bei Dr. U. Rößler bedanken, der mir mehrfach mit wertvollen Tipps und seinen Erfahrungen zur Seite stand.

Ich danke K. Kirsch vom IPHT Jena sowie I. Mönch für Herstellung der Proben. Dr. R. Mattheis und Dr. K. Steenbeck gilt mein Dank für die angenehme Zusammenarbeit im Rahmen von Torquemetriemessungen am IPHT Jena und eine angeregte wissenschaftliche Diskussion. Auch wenn die Ergebnisse dieser Zusammenarbeit nicht direkt in diese Arbeit eingegangen sind, so haben mir die gewonnenen Erkenntnisse bei der Interpretation der experimentellen Daten sehr weitergeholfen. Mein Dank geht auch an E. Kleisz, die mir initiale Experimente zur gezielten Einstellung von Domänenzuständen über Kantenmodifikation mittels FIB ermöglicht hat.

An Dr. K. Lenz vom Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf geht mein Dank für die gemeinsame Durchführung von VNA-FMR-Messungen und die Diskussion der Ergebnisse. T. Strache danke ich für magnetooptische Hysteresemessungen. Einen wesentlichen Beitrag zu dieser Arbeit verdanke ich der Unterstützung durch Dr. M.O. Liedke vom Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf sowie Dr. M.U.

Lutz bei der Untersuchung magnetischer Domänen mittels magnetischer Rasterkraftmikroskopie.

Mein besonders großer Dank gilt Dr. Mykola Dvornik für seine intensive Hilfe und sein offenes Ohr während meiner ersten Gehversuche auf dem Gebiet der mikromagnetischen Simulation mittels OOMMF. F. Kurth danke ich für seine Hilfe bei der Einarbeitung in die Programmierung mit Labview und seine immerwährende Unterstützung bei diesbezüglichen Fragestellungen sowie für eine kurzweilige und entspannte Schreibtischnachbarschaft.

Sehr dankbar bin ich Dr. N. Martin, Dr. A. Neudert, Dr. C. Hamann und S. Vock für zahlreiche fachliche Diskussionen und konstruktive Anregungen. Allen Mitarbeitern der Abteilung „Magnetische Mikrostrukturen“, insbesondere S. Pofahl, M. Seifert und I. Soldatov, danke ich für eine angenehme Arbeitsatmosphäre, stets helfende Hände im Laboralltag und erfrischende Pausengespräche. Des weiteren zählen J. Thielsch und A. Backen zu den unverzichtbaren Begleitern meiner Arbeit am IFW Dresden; ihnen gilt mein herzlicher Dank. G. Preuß danke ich für ihr unerschütterliches Engagement, ihr offenes Ohr und insbesondere für die Vermittlung eines Kita-Belegplatzes für meine Tochter, wodurch mir ein schneller und leichter Wiedereinstieg in meine Arbeit nach der Elternzeit möglich war.

Nicht zuletzt möchte ich der Studienstiftung des deutschen Volkes für die finanzielle Unterstützung meiner Arbeit an der vorliegenden Dissertation danken. Mein Dank richtet sich vor allem an Dr. H.-O. Weyand und Prof. J. Schönthier für die stets entgegenkommende und unkomplizierte Unterstützung bei organisatorischen Fragestellungen.

Mein letzter und besonderer Dank gilt meiner Familie, deren Vertrauen, Liebe und Ablenkung mir stets eine unerschöpfliche Kraftquelle und Rückenstärkung waren.