

Bereich Mathematik und  
Naturwissenschaften  
Fakultät Physik  
Institut für Festkörper- und  
Materialphysik

Institut für Ionenstrahlphysik und  
Materialforschung  
Abteilung Magnetismus

**Masterarbeit**  
zur Erlangung des Hochschulgrades  
**Master of Science**  
im Studiengang  
**Physik**

# **Charakterisierung der Resonanzmoden in ferromagnetischen Mikrostreifen mittels ferromagnetischer Resonanz**

vorgelegt von  
Antje Oelschlägel  
geboren am 26.01.1996 in Dresden

eingereicht am 18.09.2020

Erstgutachter: Prof. Dr. J. Faßbender  
Zweitgutachter: Prof. Dr. O. Hellwig

## Kurzfassung

In ferromagnetischen Mikrostrukturen sorgen die begrenzten Abmessungen für eine Inhomogenität der Magnetisierung in den Randbereichen und damit für eine Ortsabhängigkeit in der dynamischen Antwort der magnetischen Momente auf eine äußere Anregung. Ferromagnetische Resonanz ist eine Methode, um diese Reaktion des Materials auf ein räumlich homogenes Magnetfeld einer elektromagnetischen Strahlung im GHz-Bereich (Mikrowelle) zu quantifizieren. Es wird der Anteil an Mikrowellenleistung bestimmt, der in der Probe absorbiert wird, während sie sich in verschiedenen externen Magnetfeldern befindet. Auf diese Weise können insbesondere resonante Absorptionen getrennt detektiert werden, indem die lokalen Resonanzbedingungen nacheinander als Funktion der Feldstärke erfüllt werden. Die Simulationssoftware *Object Oriented MicroMagnetic Framework* ermöglicht die Zuordnung von konkreten Anregungsmustern und resonanten Bereichen. Zunächst werden die Spektren diskutiert, die bei einer externen Feldrichtung parallel zu den Kanten gemessen werden. Neben einer quasi-uniformen Anregung können Spinwellenmoden mit konstruktiver Interferenz im zeitlichen Mittel identifiziert werden. Die Simulationen zeigen, dass klassische stehende Spinwellen mit zeitlich ortsfesten Knotenebenen allerdings nicht existieren. Desweiteren werden Signale beobachtet, die auf stark lokalisierte Resonanzbereiche zurückzuführen sind und sich mit höherem Feldbetrag immer weiter an den Rand annähern. Das maximale Resonanzfeld hat jeweils die Randmode, bei der nur die Momente direkt an der Probenkante von der Mikrowelle resonant getrieben werden. Diese Gruppe von Anregungsmoden wird besonders stark durch die Randbeschaffenheit beeinflusst. Außerdem erhöht sich ihre Intensität relativ zur quasi-uniformen Mode je länger die jeweiligen Kanten sind und je kleiner das Gesamtvolumen der Probe ist.

## **Abstract**

*In ferromagnetic nanostructures, finite dimensions cause inhomogeneity of the magnetization at the boundaries and respectively spatial variation of the dynamic response of the magnetic moments to an external excitation. Ferromagnetic resonance is a method, which quantifies the reaction of the material to a spatially homogeneous magnetic field of electromagnetic radiation in the GHz range (microwave). The fraction of microwave power that is absorbed by the sample is determined while applying different external magnetic fields. Notably, different resonant absorption signals can be detected separately, if the local resonance conditions are fulfilled successively as a function of the field. The simulation software 'Object Oriented MicroMagnetic Framework' allows for identifying concrete excitation patterns and resonant regions. Especially, spectra measured with the external field directed parallel to the edges are discussed. In addition to a quasi-uniform excitation pattern, spin-wave modes with constructive interference can be observed averaged over the time. The simulations show that conventionally standing spin waves do not exist. Furthermore, signals correlated to strongly localized resonant regions are studied. With increasing field the corresponding area converges to the edges. For the edge mode, the moments directly at the boundary are driven in resonance by the microwave, which leads to the highest resonance field, respectively. This type of excitation mode is strongly influenced by the edge quality. Moreover, relative to the quasi-uniform mode, its signal intensity increases with the length of the sample edges and with reduction of the total sample volume.*

## Abkürzungen

Au	Gold
BLS	Brillouin-Lichtstreuung
Cr	Chrom
Cu	Kupfer
DE-Moden	Damon-Eshbach-Moden
EBL	Elektronenstrahlolithographie (Electron Beam Lithography)
Fe	Eisen
FMR	Ferromagnetische Resonanz
HIM	Helium-Ionen-Mikroskop
I	in-Phase
LO	Lokaler Oszillator
MIBK	Methylisobutylketon
MSBVW	Magnetostatic backward volume waves
Ni	Nickel
OOMMF	Object Oriented MicroMagnetic Framework
PMMA	Polymethylmethacrylat
Py	Permalloy
Q	Quadratur
RF	Radio-Frequenz
SEM	Rasterelektronenmikroskop (Scanning Electron Microscope)

## Formelzeichen und Konstanten

Symbol	Physikalische Größe
$A$	Austauschkonstante
$C$	Kapazität
$d$	Dicke
$F$	Freie Energiedichte
$f$	Frequenz
$f_0$	Eigenfrequenz
$f_L$	Lock-In-Frequenz
$g$	Landéscher $g$ -Faktor
$\mathbf{H}, H$	Externes Magnetfeld, Feldstärke
$\mathbf{H}_d$	Entmagnetisierungsfeld
$\mathbf{H}_{\text{eff}}$	Effektives Magnetfeld
$\mathbf{H}_{\text{int}}$	Internes Austauschfeld
$\mathbf{H}_K$	Anisotropiefeld
$H_{\text{res}}$	Resonanzfeldstärke

Symbol	Physikalische Größe
$H_s$	Sättigungsfeldstärke
$\mathbf{h}(t)$	Magnetfeld einer Mikrowelle
$\hbar = 1,0545718 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$	reduziertes plancksches Wirkungsquantum
$\mathbf{k}, k$	Wellenvektor, Wellenzahl
$K_{2\perp}, K_{4\perp}, K_{4\parallel}$	Anisotropiekonstanten
$L$	Induktivität
$L_0$	Ind. einer Leiterschleife mit nicht-resonanter Probe
$\mathbf{M}$	Magnetisierung
$\mathbf{m}(t)$	Dynamische Magnetisierungskomponente
$\mathbf{M}_0$	Statische Magnetisierungskomponente
$M_s$	Sättigungsmagnetisierung
$N_i$	Entmagnetisierungsfaktor in $i$ -Richtung
$R$	Ohmscher Widerstand
$t$	Zeit
$T$	Periodendauer
$V$	Volumen
$Z$	Impedanz
$\alpha$	magnetischer Dämpfungsparameter
$\beta$	Winkel zwischen $\mathbf{k}$ und $\mathbf{M}_0$
$\gamma$	Gyromagnetisches Verhältnis
$\eta$	Füllfaktor
$\theta$	Polarer Magnetisierungswinkel
$\theta_H$	Polarer Magnetfeldwinkel
$\lambda$	Wellenlänge
$\mu_i$	$i$ -tes Magnetisches Moment
$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ kg} \cdot \text{m}(\text{As})^{-2}$	Vakuumpermeabilität
$\mu_B = 9.2740100783 \cdot 10^{-24} \text{ J/T}$	Bohrsches Magneton
$\xi$	effektive Probenausdehnung
$\varphi$	Azimutaler Magnetisierungswinkel
$\varphi_H$	Azimutaler Magnetfeldwinkel
$\phi, \Delta\phi$	Phase, Phasenverschiebung
$\chi$	Suszeptibilität
$\chi'$	Dispersion - Realteil der Suszeptibilität
$\chi''$	Absorption - Imaginärteil der Suszeptibilität
$\omega$	Kreisfrequenz
$\omega_0$	Eigenkreisfrequenz

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung und Motivation</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1	Magnetostatik . . . . .	3
2.2	Magnetisierungsdynamik . . . . .	5
2.3	Magnonen . . . . .	8
<b>3</b>	<b>Aufbau und Herstellung der Proben</b>	<b>13</b>
3.1	Übersicht der verwendeten Proben . . . . .	13
3.2	Herstellungsprozess mit Elektronenstrahlithographie . . . . .	13
<b>4</b>	<b>Methoden und Messtechnik</b>	<b>17</b>
4.1	Ferromagnetische Resonanz mit Mikroresonatoren . . . . .	17
4.2	Simulationen mit dem Object Oriented MicroMagnetic Framework . . . . .	19
<b>5</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>21</b>
5.1	Große Streifenprobe - Modenklassifikation . . . . .	21
5.1.1	Leichte Richtung . . . . .	21
5.1.2	Zeitentwicklung von Interferenzmustern . . . . .	26
5.1.3	Schwere Richtung . . . . .	28
5.1.4	Winkelabhängige Modenverläufe . . . . .	29
5.2	Kleine Streifenprobe ohne Kantenschnitte . . . . .	31
5.2.1	Leichte Richtung . . . . .	32
5.2.2	Schwere Richtung . . . . .	34
5.3	Modifikationen der kleinen Streifenprobe durch Kantenschnitte . . . . .	36
5.3.1	Schnitt an einer langen Kante . . . . .	36
5.3.2	Vier geschnittene Kanten . . . . .	38
5.4	Quadratische Probe . . . . .	42
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung</b>	<b>45</b>



# 1 Einleitung und Motivation

Ein weites und vielschichtiges Forschungsgebiet ist die Spintronik mit zahlreichen Anwendungsmöglichkeiten. Es vereint die herkömmliche Elektronik mit innovativen magnetischen Sensoren, Speichermöglichkeiten sowie Magnonen als Informationsträger bei der Datenübertragung. Die Spinwellen selbst sind dabei ein wesentlicher Bestandteil und werden als solcher entsprechend auf verschiedenste Weise erforscht. Insbesondere wird dazu eine gerichtete Propagation der Magnonen angestrebt [1]. Ferromagnetische Mikrostrukturen sind als potentielle Leiterbahnen für Magnonen in der Spintronik ein vielfach genutzter Probentyp. In Arrays angeordnet wurden unter anderem ihre magnetostatischen Volumeneigenschaften auf Formanisotropie hin untersucht [2]. In dieser Zusammenstellung ist aufgrund der Interaktion mit den Nachbarobjekten die Erforschung von Randeigenschaften erschwert [3, 4]. Dennoch lässt sich feststellen, dass die konkrete Randbeschaffenheit einen großen Einfluss auf die magnetische Antwort der Randbereiche hat [5, 6].

Der zentrale Gegenstand dieser Arbeit ist die Untersuchung des Einflusses der Randeffekte auf das Probenvolumen bei verschiedenen Dimensionen und Aspektverhältnissen von einzelnen Permalloy-Streifen. Durch Schnitte mit fokussierten Neon-Ionenstrahlen können die Ränder gezielt modifiziert [7] und die Probengeometrie verändert werden. Das anschließend beobachtete magnetische Verhalten kann direkt mit den vorherigen Ergebnissen verglichen werden. Hierbei stellt sich nicht nur die Frage nach dem Einfluss der Randbeschaffenheit sondern auch nach dem Verhältnis von Rand- und Volumeneigenschaften bei schrittweiser Verringerung der Dimensionen. In [4] wurde an einem Array aus Py-Quadraten mit Kantenlängen unterhalb von 200 nm ein Überwiegen der Randeffekte festgestellt (finite-size Effekt). Mit der vorliegenden Arbeit kann nun geklärt werden, ob diese Grenze auch für Einzelobjekte gültig ist.

Spinwellen sind eine seit langem theoretisch und experimentell beschriebene Art der Anregung magnetischer Momente in Form von phasengekoppelten Präzessionen [8, 9]. Bei orts aufgelösten ferromagnetischen Resonanzmessungen an isolierten Mikrostrukturen konnten im Probenvolumen Spinwellen aufgelöst und nachgewiesen [10] sowie lokalisierte Resonanzbereiche in Randnähe identifiziert werden [11]. Es bilden sich verschiedene Moden aus, die durch die Probengeometrie geprägt sind. Im Gegensatz zu ausgedehnten Filmen gibt es hier in allen drei Raumrichtungen begrenzte Abmessungen, die für die Spinwellen eine Propagationsrichtung definieren können. Gleichzeitig wird in den Randbereichen ein statisches und auch dynamisches Verhalten der magnetischen Momente erwartet, das von denen des Probenvolumens abweicht. Diese lokalen Unterschiede innerhalb des untersuchten Objektes führen zu einer Inhomogenität der magnetischen Antwort auf eine äußere Anregung bzw. zur Einschränkung des Ausbreitungsbereiches für Spinwellen [12, 13, 14]. Unter den möglichen Messverfahren ist die Sensitivität bei der Methode der ferromagnetischen Resonanz (FMR) mit Mikroresonatoren besonders hoch sowie die Messzeit verhältnismäßig gering. Ein Nachteil ist das Fehlen einer Ortsinformation zu den

einzelnen Signalen. Zur Interpretation von FMR-Ergebnissen haben sich daher mikromagnetische Simulationen bewährt. Allerdings wurden bisher überwiegend Momentaufnahmen der präzidierenden Magnetisierung diskutiert. Daher rührt die Annahme, dass sich in Mikrostrukturen ebenso wie in Volumenproben stehende Spinwellen ausbilden. Diese Thematik wird in der vorliegenden Arbeit aufgegriffen und die Zeitentwicklung eines Interferenzmusters simuliert. So kann der Frage nachgegangen werden, ob es sich tatsächlich um stehende Wellen handelt. Desweiteren soll geklärt werden, inwieweit sich die aus der Literatur [13, 14] bekannten ferromagnetischen Resonanzmoden reproduzieren lassen und wie sie sich unter schrittweiser Verringerung der Probenabmessungen verhalten. Auch den Einfluss des externen Feldwinkels, der von den bisher analysierten Streifenhaupttrichtungen abweicht, wird in dieser Arbeit diskutiert.

Das gewählte Material Permalloy ist in seinen Volumen- und Dünnschicht-eigenschaften bereits umfangreich analysiert und beschrieben worden [15, 16]. Die Kristallanisotropie ist vernachlässigbar, während die Sättigungsmagnetisierung verhältnismäßig hoch ist, sodass es sich hervorragend für die Fertigung und Untersuchung von Mikrostrukturen eignet [17]. Die Formanisotropie allein bestimmt hier die Inhomogenitäten innerhalb der Probe, die zu lokal unterschiedlichen Resonanzbedingungen führen und die Propagation von Magnonen beeinflussen.

Die Arbeit gliedert sich in aufeinander aufbauende Kapitel. Im folgenden werden die Grundlagen der Magnetostatik und Magnetisierungsdynamik sowie der Begriff des Magnons eingeführt, die bei der Diskussion der Mess- und Simulationsergebnisse vorausgesetzt werden. Das dritte Kapitel stellt den Aufbau der verwendeten Proben und ihren Herstellungsprozess vor. Im vierten Kapitel werden die genutzten Methoden erklärt. In erster Linie ist dabei die FMR mit Mikroresonatoren von Bedeutung, aber auch die Simulationssoftware OOMMF wird kurz beschrieben. Die Resultate werden schließlich in Kapitel fünf gezeigt und ausführlich diskutiert. Das Kapitel sechs fasst mit Bezug auf die oben genannten Ziele die wesentlichen Inhalte der Ergebnisse zusammen.

## 2 Grundlagen

Die Besonderheit ferromagnetischer Materialien ist das Verhalten ihrer Magnetisierung  $M$ . Sie ist als die Summe der magnetischen Momente  $\mu_i$  definiert, die auf das betrachtete Volumen  $V$  normiert wird [18].

$$M = \frac{1}{V} \sum_i \mu_i \quad (2.1)$$

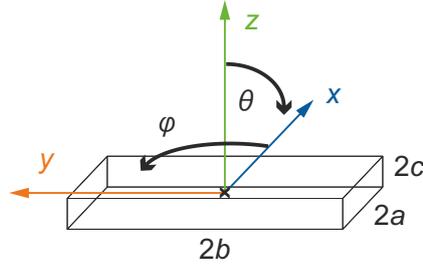
Sie hängt von verschiedenen Parametern der Umgebung und der konkreten Probe ab, wie dem Material und der Geometrie. Indem  $V$  nicht das gesamte Probenvolumen einschließt, sondern nur einen Teilbereich, kann die Magnetisierung als ortsabhängiges Feld aufgefasst werden. Es stellt sich heraus, dass  $M$  selbst innerhalb kleiner Proben inhomogen sein kann. Befindet sich der Ferromagnet jedoch in einem externen Magnetfeld  $H$ , dessen Feldstärke oberhalb des Sättigungsfeldes  $H_s$  liegt, dann sind alle  $\mu_i$  parallel zu  $H$  ausgerichtet. Die Magnetisierung hat im gesamten Probenvolumen mit der Sättigungsmagnetisierung  $M_s$  ihr Maximum erreicht [19].

### 2.1 Magnetostatik

In einer zeitlich unveränderlichen Umgebung bildet sich ein magnetostatisches Gleichgewicht aus. Die Konfiguration der Momente minimiert - unter isothermen Bedingungen - die freie Energiedichte  $F$  des Systems, die durch die Austauschenergie, Anisotropie und die magnetostatische Dipolwechselwirkung bestimmt wird. In externen Magnetfeldern gibt es einen weiteren Beitrag durch die Zeeman-Energie. Makroskopisch betrachtet ergibt sich ein effektives Feld  $H_{\text{eff}}$  innerhalb des Ferromagneten, das sich aus dem hier als homogen angenommenen externen Feld  $H$ , dem internen Austauschfeld  $H_{\text{int}}$  und dem inhomogenen Anisotropiefeld  $H_K$  zusammensetzt [20].

$$H_{\text{eff}} = H + H_{\text{int}} + H_K \quad (2.2)$$

Magnetische Anisotropie [21] bezeichnet die Richtungsabhängigkeit der Energie des Systems für Änderungen der Orientierung von  $M$  relativ zu ausgezeichneten Richtungen des Probenkoordinatensystems. Die sogenannte leichte Richtung ist die Vorzugsrichtung der Magnetisierung, in die sich die Momente besonders gut ausrichten lassen. Diese Konfiguration entspricht einem Minimum von  $F$ , während ein Maximum von  $F$  in der schweren Richtung vorliegt. Quantifiziert wird dieses Verhalten mittels eines Anisotropiefeldes  $H_K$ , das bei den betrachteten Py-Proben durch die Formanisotropie bestimmt wird [17]. Sie entsteht durch ein magnetisches Dipolfeld, das sich aufgrund von magnetischen Ladungen an den Probenoberflächen ausbildet. Dieses sogenannte Entmagnetisierungsfeld  $H_d$  im Inneren der Probe hängt von ihrer Form ab und ist im Allgemeinen inhomogen. Es ist über



**Abbildung 2.1:** Koordinatensystem einer quaderförmigen Probe mit den Kantenlängen  $2a$  in  $x$ -Richtung,  $2b$  in  $y$ -Richtung und  $2c$  in  $z$ -Richtung. Der Ursprung befindet sich im Mittelpunkt der Probe.

die Entmagnetisierungsfaktoren  $N_x$ ,  $N_y$  und  $N_z$  mit der lokalen Magnetisierung  $M$  verknüpft [22]:

$$H_{di} = -N_i M_i \quad i = x, y, z, \quad (2.3)$$

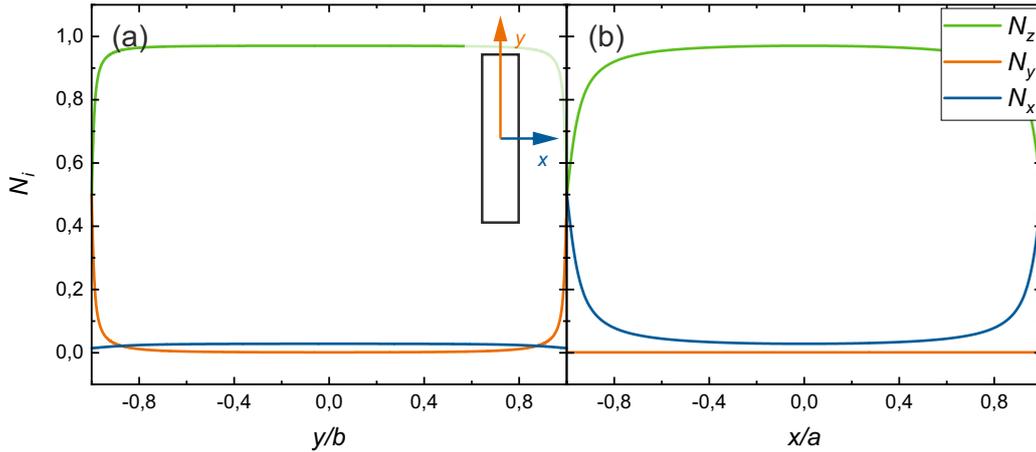
wobei gilt  $N_x + N_y + N_z = 1$ .

Da hier die Formanisotropie als einziger Beitrag zu  $H_K$  berücksichtigt wird, kann  $H_d$  direkt in (2.2) eingesetzt werden.

$$H_{\text{eff}} = H + H_{\text{int}} + H_d \quad (2.4)$$

Aus Gleichungen (2.3) und (2.4) wird deutlich, dass die leichte Richtung durch das kleinste  $N_i$  gekennzeichnet ist. Das externe Feld wird hier im Probeninneren kaum durch  $H_d$  beeinflusst. Um die Momente parallel zu  $H$  auszurichten, genügt hier demnach eine geringe Feldstärke. Je größer der Entmagnetisierungsfaktor, desto größer wird das dafür benötigte  $H$ . Für ein quaderförmiges Objekt können unter Verwendung des in Abbildung 2.1 definierten Koordinatensystems die  $N_i$  in erster Ordnung genähert werden [23]. Die daraus resultierende Ortsabhängigkeit von  $N_i$  in der Probenebene zeigt die Abbildung 2.2. In (a) werden die Entmagnetisierungsfaktoren entlang der  $y$ -Achse betrachtet. Im Inneren der Probe sind alle  $N_i$  annähernd konstant, wobei  $N_z$  mit Abstand den größten Wert annimmt. Um  $M$  aus der Probenebene heraus zu drehen, wird demnach ein starkes externes Feld benötigt. In der Probenebene gibt es eine leichte Richtung parallel zur  $y$ -Achse und eine schwere parallel zur  $x$ -Achse, da  $N_y < N_x$ . In den Randbereichen der Probe sind die  $N_i$  nicht mehr konstant, sondern sehr stark ortsabhängig. Hier können die Momente am leichtesten in  $x$ -Richtung ausgerichtet werden, während es in  $y$ -Richtung viel schwerer wird. Die  $z$ -Richtung wird ebenfalls zum Rand hin leichter.

Die Abbildung 2.2(b) zeigt die Veränderung der  $N_i$  entlang der  $x$ -Achse. Wie auch in (a) sind die  $N_i$  im Probeninneren annähernd konstant,  $N_y$  hat den kleinsten und  $N_z$  den größten Wert, der jeweils mit (a) übereinstimmt. Da die  $x$ -Achse parallel zur kurzen Streifenkante verläuft, hat der Rand hier einen wesentlich größeren Einfluss. Das äußert sich in dem deutlich kleineren Bereich im Probeninneren, in dem die  $N_i$  annähernd konstant sind. Unmittelbar am Rand erreicht  $N_z$  in etwa den selben Wert aus (a) und  $N_x$  den Wert von  $N_y$  aus (a). Die Ausrichtung der äußersten Randmomente in der Probenebene jeweils in der Kantenmitte tritt demnach in leichter und schwerer Richtung in etwa bei dem gleichen



**Abbildung 2.2:** Ortsabhängigkeiten der Entmagnetisierungsfaktoren  $N_x$ ,  $N_y$  und  $N_z$  nach [23] für eine Probe mit  $a = 550$  nm,  $b = 2550$  nm und  $c = 25$  nm (a) entlang der  $y$ -Achse und (b) entlang der  $x$ -Achse.

Feld ein. Von der Kantenmitte hin zu den Ecken der Probe wird das Verhalten der Entmagnetisierungsfaktoren hier nicht gezeigt. Hier sind die Veränderungen von  $N_i$  für leichte und schwere Richtung verschieden, sodass die vollständige Sättigung bei unterschiedlichen Feldern  $H_s$  erreicht wird.

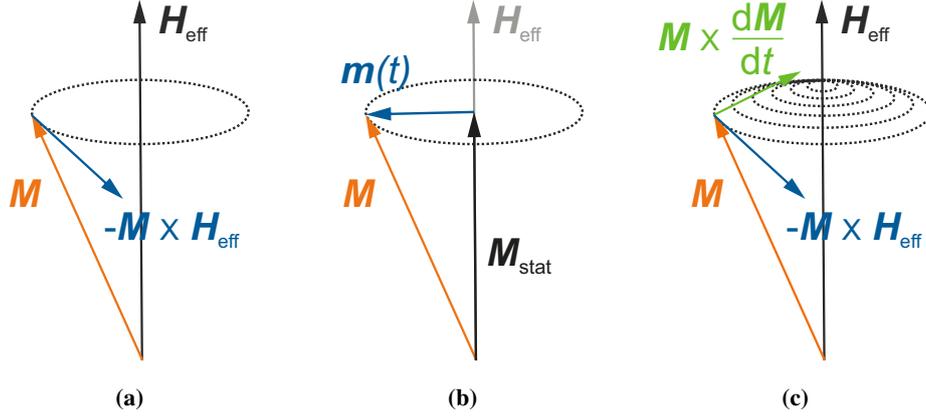
Aufgrund der Ortsabhängigkeit der  $N_i$  in  $\mathbf{H}_d$  ist trotz homogenem  $\mathbf{H}$  das in der Probe resultierende  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  (2.4) inhomogen. Insbesondere in den Randbereichen variieren die  $N_i$ , sodass dort die Richtung von  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  stark von  $\mathbf{H}$  abweichen kann. Im Probeninneren dagegen sind die  $N_i$  nahezu konstant, sodass dort  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  über einen Großteil des Volumens annähernd homogen ist. Im magnetostatischen Gleichgewichtszustand sind die Momente parallel zu  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  ausgerichtet. Sie weisen demzufolge eine inhomogene Anordnung auf, solange  $H < H_s$ .

## 2.2 Magnetisierungsdynamik

Durch eine Veränderung des externen Feldes können die magnetischen Momente aus ihrer magnetostatischen Gleichgewichtslage ausgelenkt werden. Die Folge dieser Auslenkung ist eine Präzessionsbewegung um die Ruhelage [24], die im Makrospinmodell durch die Landau-Lifschitz-Gleichung [23] beschrieben werden kann.

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mu_0\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}} \quad (2.5)$$

Das gyromagnetische Verhältnis  $\gamma = g\mu_B/\hbar$  enthält die Materialabhängigkeit in Form des landeschen  $g$ -Faktors. Wie in Abbildung 2.3(a) veranschaulicht, entsteht ein Drehmoment senkrecht zu  $\mathbf{M}$  und  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ , das die magnetischen Momente zu einer Präzessionsbewegung zwingt. Eine solche Schwingung hat eine Eigenfrequenz  $\omega_0 = 2\pi \cdot f_0$  im GHz-Bereich. Die Abbildung 2.3(b) zeigt, dass die Gesamtmagnetisierung  $\mathbf{M}(t) = \mathbf{M}_{\text{stat}} + \mathbf{m}(t)$  sich nun aus einem statischen  $\mathbf{M}_{\text{stat}} \parallel \mathbf{H}_{\text{eff}}$  und einem dynamischen Anteil  $\mathbf{m}(t) \perp$



**Abbildung 2.3:** Präzession der Magnetisierung  $M$  um die Richtung des effektiven Magnetfeldes  $H_{\text{eff}}$ . (a) Ungedämpfte Präzession durch das Drehmoment  $\sim M \times H_{\text{eff}}$ . (b) Komponenten von  $M$ : statisches  $M_{\text{stat}} \parallel H_{\text{eff}}$  und dynamisches  $m(t) \perp H_{\text{eff}}$ . (c) Präzession mit Gilbert-Dämpfung  $\sim M \times dM/dt$ .

$H_{\text{eff}}$  zusammensetzt. In Gleichung (2.5) gibt es keine Relaxation in die Gleichgewichtslage, denn es ist keine Dämpfung vorgesehen. Diese entscheidende Ergänzung findet sich in der Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung [19].

$$\frac{dM}{dt} = -\gamma\mu_0 M \times H_{\text{eff}} + \frac{\alpha}{M_s} M \times \frac{dM}{dt} \quad (2.6)$$

Hier gibt es einen Dämpfungsterm senkrecht zu  $M$  und dem Drehmoment, der für die Rückkehr in die Position  $M \parallel H_{\text{eff}}$  sorgt. In Abbildung 2.3(c) ist er als grüner Pfeil eingetragen. Der Bezug zum konkreten Material wird mit dem Dämpfungsparameter  $\alpha$  ausgedrückt, sowie der Sättigungsmagnetisierung  $M_s$ . Solange die Dämpfung klein ist, sodass  $\alpha \ll 1$ , kann nach wie vor  $\omega_0$  als Eigenfrequenz der Präzession angenommen werden.

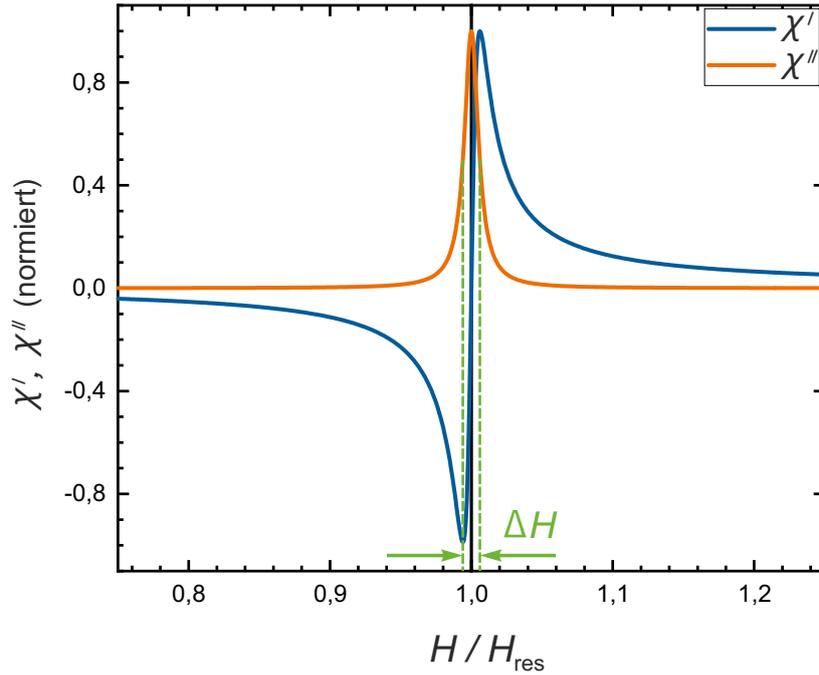
Wenn die Momente mit einem homogenen Wechselfeld  $h(t)$  der Kreisfrequenz  $\omega$  periodisch angeregt werden, stellt sich ein dynamisches Gleichgewicht ein. Eine Besonderheit ist die Situation  $\omega = \omega_0$ , bei der die Präzessionsbewegung resonant getrieben wird. Die magnetfeld- und frequenzabhängige Probenssuszeptibilität  $\chi$  beschreibt [25] die Antwort des Materials auf die Anregung mit einer Mikrowelle der Frequenz  $\omega$ .

$$\chi = \frac{(\gamma\mu_0 H_{\text{eff}} + i\omega\alpha) \gamma\mu_0 M_s}{(\gamma\mu_0 H_{\text{eff}} + i\omega\alpha)^2 - \omega^2} = \chi' + i\chi'' \quad (2.7)$$

Der Realteil der komplexen Größe ist die Dispersion  $\chi'$ , der Imaginärteil die Absorption  $\chi''$ .

$$\chi' = \frac{\gamma^2 \mu_0^2 H_{\text{eff}} M_s (\gamma^2 \mu_0^2 H_{\text{eff}}^2 - (1 - \alpha^2) \omega^2)}{(\gamma^2 \mu_0^2 H_{\text{eff}}^2 - (1 + \alpha^2) \omega^2)^2 + 4\alpha^2 \omega^2 \gamma^2 \mu_0^2 H_{\text{eff}}^2} \quad (2.8)$$

$$\chi'' = \frac{\alpha \gamma \mu_0 \omega (\gamma^2 \mu_0^2 H_{\text{eff}}^2 + (1 + \alpha^2) \omega^2)}{(\gamma^2 \mu_0^2 H_{\text{eff}}^2 - (1 + \alpha^2) \omega^2)^2 + 4\alpha^2 \omega^2 \gamma^2 \mu_0^2 H_{\text{eff}}^2} \quad (2.9)$$



**Abbildung 2.4:** Kurvenform des Absorptions- und Dispersionsanteils der Suszeptibilität  $\chi = \chi' + i\chi''$  in Abhängigkeit vom Betrag des effektiven Feldes  $H_{\text{eff}}$  für  $\alpha = 0,006$ ,  $M_s = 730 \text{ kA/m}$  und  $\omega = 14 \text{ GHz}$ .  $\chi''$  ist eine Lorentzlinie mit der Halbwertsbreite  $\Delta H$ .

Die Gleichungen (2.8) und (2.9) sind in Abbildung 2.4 graphisch veranschaulicht. Für eine feste Kreisfrequenz  $\omega$  ist die Abhängigkeit vom externen Feld dargestellt. Bei dem Resonanzfeld  $H_{\text{res}}$  ist für das gewählte  $\omega$  die Absorption maximal, d.h. resonant. Es ergibt sich eine Lorentz-Kurvenform für  $\chi''$ , mit der durch die Dämpfung  $\alpha$  bestimmten Halbwertsbreite  $\Delta H$  [20]:

$$\chi'' \sim 2M \frac{1}{\Delta H} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{H_0 - H_{\text{res}}}{\Delta H}\right)^2}. \quad (2.10)$$

Die Resonanzbedingung wurde von L. Baselgia [26] in einer allgemeinen Gleichung formuliert. Sie wird an das konkrete System angepasst, indem eine geeignete Freie Energiedichte  $F$  gewählt wird.

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \frac{1}{M_s^2} \left[ F_{\theta\theta} \left[ \frac{F_{\varphi\varphi}}{\sin^2\theta} + \frac{\cos\theta}{\sin\theta} F_{\theta} \right] - \left[ \frac{F_{\theta\varphi}}{\sin\theta} - \frac{\cos\theta}{\sin\theta} \frac{F_{\varphi}}{\sin\theta} \right]^2 \right]. \quad (2.11)$$

Es werden die Abkürzungen

$$F_{\theta\theta} = \frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2}, \quad F_{\varphi\varphi} = \frac{\partial^2 F}{\partial \varphi^2}, \quad F_{\theta} = \frac{\partial F}{\partial \theta}, \quad F_{\theta\varphi} = \frac{\partial^2 F}{\partial \theta \partial \varphi} \quad \text{und} \quad F_{\varphi} = \frac{\partial F}{\partial \varphi}$$

verwendet, mit dem Magnetisierungswinkel  $\varphi$  in azimuthaler und  $\theta$  in polarer Richtung. Für ein tetragonales (001)-System lässt sich  $F$  mit den Entmagnetisierungsfaktoren  $N_x$ ,

$N_y$  und  $N_z$  schreiben [27]:

$$\begin{aligned}
 F = & -\mu_0 \mathbf{M} \cdot \mathbf{H} \\
 & + \left( -\frac{1}{2} N_z \mu_0 M_s^2 + K_{2\perp} + \frac{1}{2} N_x \mu_0 M_s^2 \cos^2 \varphi + \frac{1}{2} N_y \mu_0 M_s^2 \sin^2 \varphi \right) \sin^2 \theta \quad (2.12) \\
 & - \frac{K_{4\perp}}{2} \cos^4 \theta - \frac{K_{4\parallel}}{8} (3 + \cos 4\varphi) \sin^4 \theta.
 \end{aligned}$$

Dabei quantifizieren die Parameter  $K_{2\perp}$  und  $K_{4\perp}$  eine uniaxiale bzw. kubische polare Kristallanisotropie und  $K_{4\parallel}$  eine kubische azimutale. Unter der Annahme, dass sowohl  $\mathbf{H}$  als auch  $\mathbf{M}$  in der Probenebene liegen, sodass  $\theta_H = \theta = 90^\circ$ , ergibt sich aus (2.11) und (2.12)

$$\begin{aligned}
 \left( \frac{\omega}{\gamma} \right)^2 = & \left\{ \mu_0 H \cos(\varphi - \varphi_H) + \mu_0 M_s N_z - \frac{K_{2\perp}}{M_s} + \mu_0 M_s (N_x \cos^2 \varphi + N_y \sin^2 \varphi) \right. \\
 & \left. - \frac{K_{4\perp}}{M_s} + \frac{K_{4\parallel}}{M_s} [3 + \cos 4\varphi] \right\} \\
 & \times \left\{ \mu_0 H \cos(\varphi - \varphi_H) + \frac{2K_{4\parallel}}{M_s} \cos 4\varphi + \mu_0 M_s (N_y - N_x) \cos 2\varphi \right\} \quad (2.13)
 \end{aligned}$$

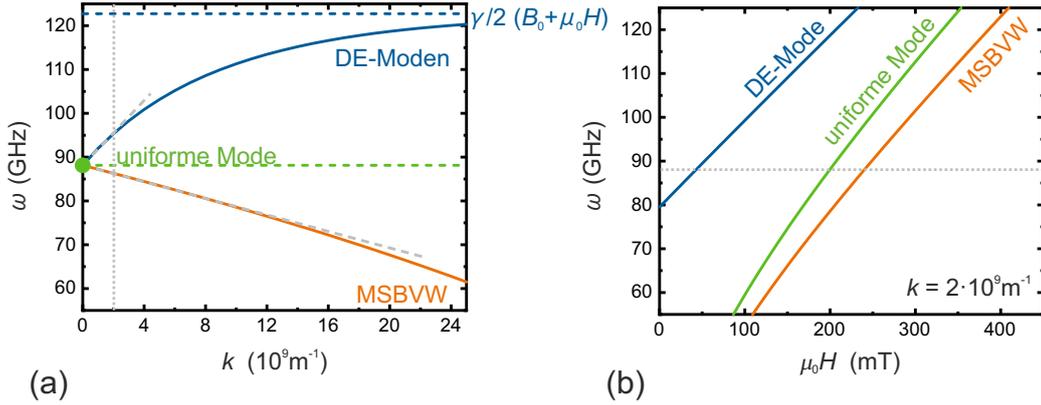
mit dem Winkel  $\varphi_H$  des externen Feldes  $H$  in der Probenebene [27]. Wie bereits erwähnt, wird das Anisotropiefeld  $\mathbf{H}_K$  in den betrachteten Py-Proben durch die Formanisotropie dominiert, sodass die Beiträge der Kristallanisotropie vernachlässigbar sind und  $K_{2\perp} = K_{4\perp} = K_{4\parallel} = 0$  angenommen werden kann. Damit lässt sich (2.13) weiter vereinfachen:

$$\begin{aligned}
 \left( \frac{\omega}{\gamma} \right)^2 = & \left\{ \mu_0 H \cos(\varphi - \varphi_H) + \mu_0 M_s N_z + \mu_0 M_s (N_x \cos^2 \varphi + N_y \sin^2 \varphi) \right\} \quad (2.14) \\
 & \times \left\{ \mu_0 H \cos(\varphi - \varphi_H) + \mu_0 M_s (N_y - N_x) \cos 2\varphi \right\}.
 \end{aligned}$$

Die Gleichung enthält sowohl den Betrag als auch die Richtung des externen Feldes. Für jedes  $\varphi_H$  ergibt sich eine neue Resonanzbedingung, die immer noch von  $H$  und den örtlich veränderlichen Entmagnetisierungsfaktoren abhängt. Daher ist (2.13) jeweils nur lokal erfüllt, sodass nur in einzelnen Bereichen der Probe eine resonante Absorption stattfindet. Anschaulich betrachtet wird dort die beschriebene Präzessionsbewegung der magnetischen Momente resonant getrieben.

## 2.3 Magnonen

Zwischen präzidierenden magnetischen Momenten ist die Austauschwechselwirkung von großer Bedeutung, indem sie benachbarte  $\mu_i$  zu möglichst phasengleicher Schwingung bringt. Wenn jeweils eine kleine Phasenverschiebung zum nächsten Nachbarn auftritt, entsteht eine im Ortsraum periodische, sinusförmige Anordnung mit einer Wellenlänge  $\lambda = 2\pi/k$ . Aufgrund der Präzessionsbewegung propagiert die Anregung als Magnon



**Abbildung 2.5:** (a) Dispersionsrelationen für zwei Arten dipolar gekoppelter Spinwellen im Vergleich zur uniformen Mode für einen unendlich ausgedehnten Film der Dicke  $d = 50$  nm in einem externen Magnetfeld mit  $\mu_0 H = 200$  mT. (b) Feldabhängigkeit der Resonanzfrequenz für eine DE- und eine MSBVW-Mode mit  $k = 2 \cdot 10^9 \text{ m}^{-1}$  im Vergleich zur uniformen Mode.

durch die Probe. Ist  $\lambda$  sehr groß gegen den Atomabstand im Material, kann zur energetischen Betrachtung solcher Spinwellen die Änderung der kurzreichweitigen Austauschwechselwirkung vernachlässigt werden. Als zusätzliche Annahme bei der folgenden theoretischen Beschreibung [23] wird von einem unendlich ausgedehnten, ultradünnen Film der Dicke  $d \ll \lambda$  ausgegangen.

Die in Abbildung 2.6(a) dargestellte Situation wird als *uniforme Mode* bezeichnet, bei der sämtliche Momente in Phase präzidieren. Diese Anregung entspricht einer Spinwelle mit  $\lambda = \infty$  beziehungsweise  $k = 0$ . Die Schwingungsfrequenz ist mit  $B_0 = \mu_0(H + M_s)$

$$\omega = \gamma \sqrt{\mu_0 H B_0}. \quad (2.15)$$

Für kleine  $k$ , d.h. solange die Austauschwechselwirkung vernachlässigbar ist, können Magnonen mit einer Dispersionsrelation beschrieben werden, die vom Winkel  $\beta$  zwischen  $\mathbf{M}_{\text{stat}}$  und dem Wellenvektor  $\mathbf{k}$  abhängt.

$$\omega = \gamma \sqrt{\mu_0 H \cdot B_0} \cdot \sqrt{1 + \frac{M_s}{2H} \left( \sin^2(\beta) - \frac{\mu_0 H}{B_0} \right)^2 d \cdot k} \quad (2.16)$$

Zur Beschreibung der beobachteten Effekte bei der Untersuchung der beiden Hauptrichtungen in den Py-Proben genügt die Betrachtung der Spezialfälle  $\beta = 0^\circ$  und  $\beta = 90^\circ$ .

Im Fall  $\beta = 90^\circ$  gilt  $\mathbf{k} \perp \mathbf{M}_{\text{stat}}$ . Es handelt sich hier um longitudinale Magnonen mit einer Auslenkung in Ausbreitungsrichtung, veranschaulicht in Abbildung 2.6(b). Ihre Dispersionsrelation

$$\omega = \frac{\gamma}{2} \mu_0 \sqrt{4H(H + M_s) + M_s^2 (1 - e^{-2kd})} \quad (2.17)$$

ist monoton steigend, also haben Magnonen mit kleinerem  $\lambda = 2\pi/k$  eine höhere Schwingungsfrequenz. Das kleinstmögliche  $\omega$  wird bei  $k = 0$  erreicht, was der Gleichung (2.15)

entspricht und in Abbildung 2.5(a) als grüner Punkt eingezeichnet ist. Die longitudinalen Magnonen mit  $k > 0$  liegen also mit ihren Frequenzen oberhalb der uniformen Mode und entfernen sich von ihr mit zunehmendem  $k$  bzw. abnehmendem  $\lambda$ . Für  $k < 2 \cdot 10^9 \text{ m}^{-1}$  hat die Dispersionsrelation einen annähernd linearen Verlauf, nähert sich dann aber an den Wert  $\omega(k \rightarrow \infty) = \gamma/2 \cdot (B_0 + \mu_0 H)$  an, wie in Abbildung 2.5(a) zu sehen ist. Die Magnonen mit  $\beta = 90^\circ$  werden *Damon-Eshbach-Moden* (DE-Moden) genannt [8].

Die *Magnetostatic backward volume waves* (MSBVW) sind transversale Magnonen, das heißt ihre Ausbreitungsrichtung ist senkrecht zu ihrer Auslenkungsrichtung. Wie aus Abbildung 2.6(c) ersichtlich ist, gilt dabei  $\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}_{\text{stat}}$ , also ist  $\beta = 0^\circ$ . Für diese Spinwellen ergibt sich die monoton fallende Dispersionsrelation in Abbildung 2.5(a):

$$\omega = \gamma \sqrt{\mu_0 H \cdot B_0} \cdot \sqrt{1 - \frac{\mu_0 M_s}{2B_0} d \cdot k} \quad (2.18)$$

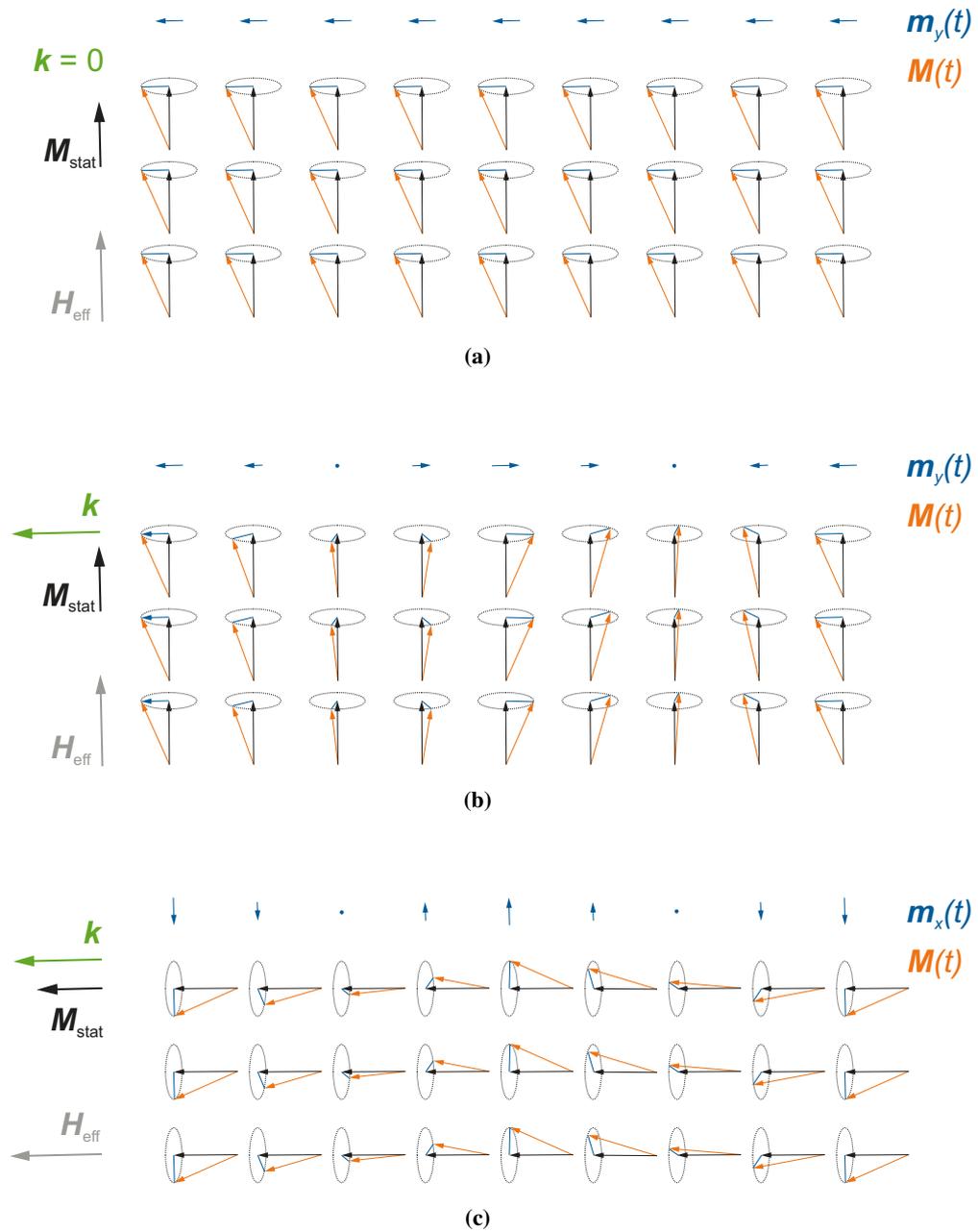
Auch hier entspricht der Grenzfall  $k = 0$  der Gleichung (2.15). Für  $k > 0$  liegen die Schwingungsfrequenzen allerdings unterhalb der uniformen Mode, das heißt bei höheren Resonanzfeldern. Solange der Term  $\mu_0 M_s / (2B_0) \cdot dk$  sehr viel kleiner als 1 ist, hat die Dispersionsrelation ebenfalls einen annähernd linearen Verlauf.

In den Dispersionsrelationen (2.17) und (2.18) kann genauso  $k$  als fester Wert gewählt werden und  $\omega$  in Abhängigkeit von  $H$  betrachtet werden. Damit ergibt sich konkret für eine einzelne Resonanzmode die Feldabhängigkeit der Schwingungsfrequenz. Die Abbildung 2.5(b) zeigt den Verlauf für eine DE- und eine MSBVW-Mode mit jeweils  $k = 2 \cdot 10^9 \text{ m}^{-1}$  im Vergleich zur  $k$ -unabhängigen uniformen Mode. Bei einer konstanten Frequenz  $\omega$  (beispielsweise entlang der grauen Linie) wird an dieser Darstellung deutlich, dass Moden mit geringerer Resonanzfrequenz in (a) ein höheres Resonanzfeld in (b) aufweisen.

Da hier von einem unendlich ausgedehnten Film ausgegangen wird, ist ein lückenloser Verlauf der Dispersionsrelationen möglich. Die endlichen Abmessungen der Streifenprobe erlauben allerdings nur diskrete Schwingungsmoden zwischen parallelen Kanten im effektiven Abstand  $\xi$ , der durch  $\mathbf{H}_d$  bestimmt wird.

$$\xi = n \cdot \frac{\lambda_n}{2} \iff k_n = \frac{n\pi}{\xi} \quad \text{mit } n = 1, 3, 5, \dots \quad (2.19)$$

Das homogene Wechselfeld  $\mathbf{h}(t)$  kann nur solche Magnonenmoden zur Resonanz bringen, bei denen  $\xi$  ein ungerades Vielfaches von  $\lambda/2$  ist. Der Grund hierfür wird bei der Diskussion der entstehenden Interferenzmuster in Abschnitt 5.1.1 erläutert.



**Abbildung 2.6:** Drei Spezialfälle für Spinwellenmoden. (a) Uniforme Mode:  $k = 0$ . (b) Damon-Eshbach-Moden (DE-Moden):  $k \perp M_{\text{stat}}$ . (c) Magnetostatic backward volume waves (MSBVW):  $k \parallel M_{\text{stat}}$ .



# 3 Aufbau und Herstellung der Proben

## 3.1 Übersicht der verwendeten Proben

Die Proben bestehen aus Permalloy (Py), einer Legierung aus Nickel und Eisen im Verhältnis  $Ni : Fe = 80 : 20$  [15, 16]. Sie wurden mit Elektronenstrahlolithographie (EBL) und Bedampfung in einem fertigen Mikroresonator erzeugt. Der Resonator selbst besteht aus mehreren Metallschichten. Er befindet sich auf einem hochohmigen Silizium-Substrat, damit die Resonatoreigenschaften nicht durch die Ladungsträgermobilität gestört werden. Direkt auf die Substratunterseite wurden 5 nm Chrom als Haftvermittler aufgedampft, darauf folgen 600 nm Kupfer und als Deckschicht 100 nm Gold. Durch optische Lithographie, Bedampfung mit identischer Schichtung von  $Cr(5 \text{ nm}) / Cu(600 \text{ nm}) / Au(100 \text{ nm})$  und Lift off entstand auf der Substratoberseite die von R. Narkovic optimierte Struktur [28, 14] aus Abbildung 3.1. Die Abbildung 3.1 zeigt die Position im Design, an der sich die Probe befindet. Für die untersuchten Proben wurde ein Schleifendurchmesser von  $10 \mu\text{m}$  verwendet.

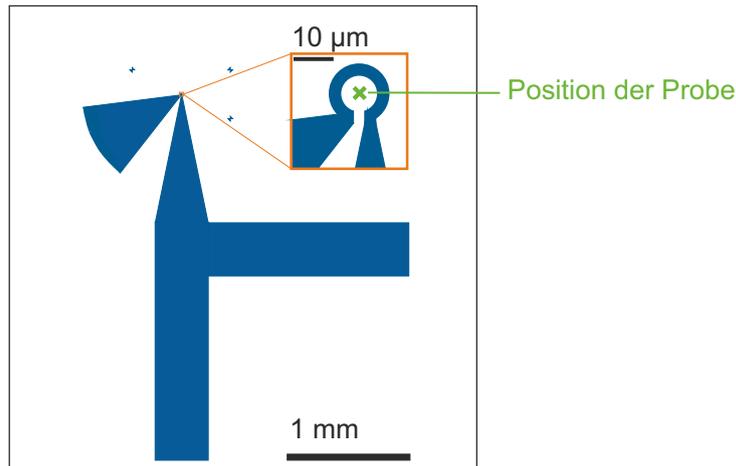
Mit je einer Probe bestückte Resonatoren sind in Abbildung 3.2(a) - (c) zu sehen. Die Bilder wurden mit Hilfe eines Elektronenmikroskops erstellt und zeigen die drei Proben, die dieser Arbeit zu Grunde liegen: eine große Streifenprobe mit  $5100 \text{ nm} \times 1100 \text{ nm} \times 50 \text{ nm}$ , eine kleine Streifenprobe mit  $1290 \text{ nm} \times 420 \text{ nm} \times 52 \text{ nm}$  und eine quadratische Probe mit  $1180 \text{ nm} \times 190 \text{ nm} \times 52 \text{ nm}$ . Eine fertige Probe kann mit fokussierten Ionenstrahlen mittels eines Helium-Ionen-Mikroskops (HIM) nachbearbeitet werden. Dabei können die seitlichen Abmessungen verringert und die jeweiligen Kanten begradigt werden. Abbildung 3.2(d) zeigt die Probe aus (b), nachdem alle vier Kanten im HIM mit einem Neon-Ionenstrahl korrigiert worden sind.

## 3.2 Herstellungsprozess mit Elektronenstrahlolithographie

Dieser Abschnitt ist eine detaillierte Beschreibung zur Erzeugung von Mikrostreifen in einem bereits existierenden planaren Mikroresonator. Die angegebenen EBL-Parameter hängen vom verwendeten Lack und der EBL-Maschine ab und müssen für jede neue Struktur mit einem Dosistest optimiert werden. Hier wurde das System *eLINEplus* der Firma Raith genutzt.

### Probenposition bestimmen

Die Probe soll möglichst mittig und mit einer definierten Ausrichtung in der Leiterschleife des leeren Mikroresonators entstehen. Im SEM-Modus der EBL-Maschine wird ein Koordinatensystem auf dem Substrat festgelegt. Der Ursprung liegt in der linken unteren Ecke,



**Abbildung 3.1:** Design der verwendeten Mikroresonatoren mit 10 µm Schleifendurchmesser. Die Position der Probe ist mit dem grünen Kreuz gekennzeichnet.

von dort aus verläuft die  $x$ -Achse durch die rechte untere Ecke. Als Eckpunkte sollten klar erkennbare Bruchstrukturen verwendet werden, da sie nach dem Belacken erneut benötigt werden, um das Koordinatensystem zu rekonstruieren. Es empfiehlt sich daher, jeweils SEM-Aufnahmen mit unterschiedlicher Vergrößerung zu speichern. Nun wird die Mitte der Leiterschleife gesucht und die Koordinaten dieser Position notiert.

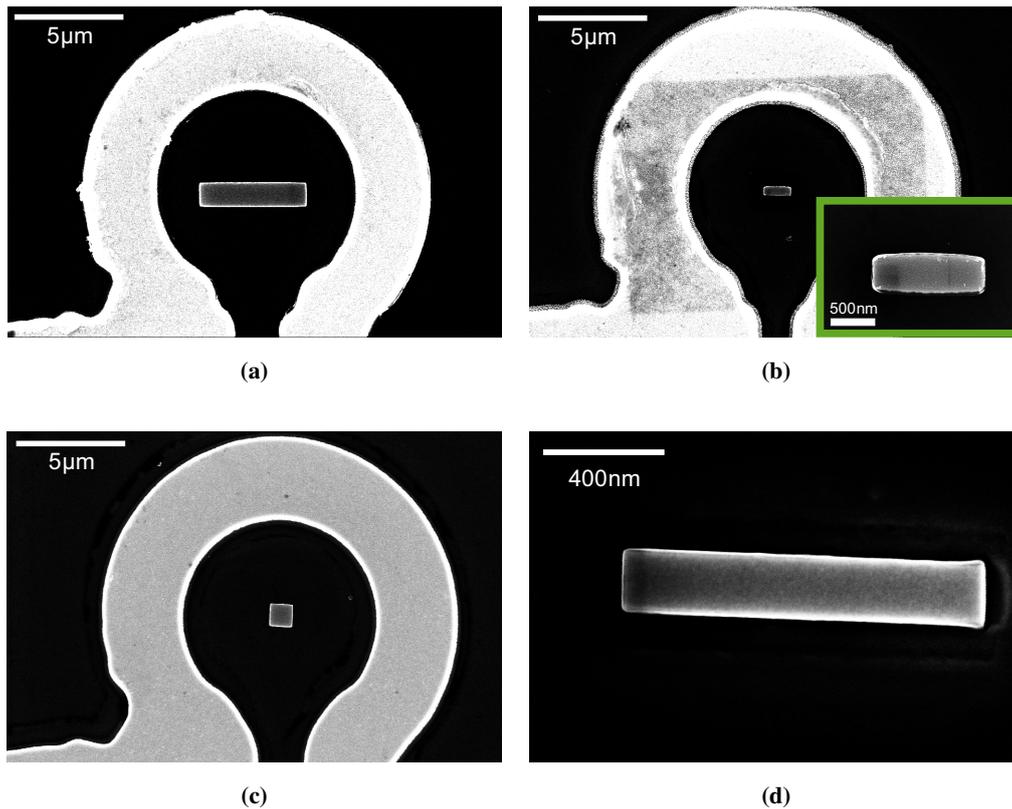
Die Marker im Resonatordesign sind für einen alternativen Herstellungsprozess von Bedeutung, bei dem der Mikroresonator nach der Probe entsteht. Das Design ist für beide Wege geeignet, wobei die Marker in dem hier beschriebenen Verfahren bedeutungslos sind. Aufgrund ihrer Nähe zur Leiterschleife eignen sie sich nicht als Orientierungspunkte für den EBL-Prozess. Sie wären zwar auch noch unter der Lackschicht gut sichtbar, aber nach dem Entwickeln wären zusätzliche Bereiche ohne Lack vorhanden. Sie können nicht manuell mit PMMA bestrichen oder anderweitig bedeckt werden, ohne die Lackmaske der zukünftigen Probe in der Leiterschleife zu gefährden. So würde dort Py zurückbleiben und die Messsignale der eigentlichen Probe gravierend verfälschen.

#### **Belacken**

Es wird der Positiv-Lack PMMA 950K A4 aufgetragen. Auf einer Lackschleuder mit 4000 Umdrehungen pro Minute bildet er einen Film von 124 nm Dicke. Anschließend wird er auf einer Heizplatte bei 180° C für 10 min erhitzt, sodass die im Lack enthaltenen Lösungsmittel verdampfen und er aushärtet. Die Substratoberfläche darf nun nicht mehr mit der Pinzette berührt werden, um die Lackschicht nicht zu beschädigen. Jede Lücke im Lack führt zu einem Py-Fleck auf dem Substrat, der das Messsignal der eigentlichen Probe verfälscht.

#### **Bestrahlung**

Das obige Koordinatensystem wird mithilfe der gespeicherten SEM-Aufnahmen rekonstruiert. Dabei darf die Substratfläche keinesfalls belichtet werden. Nun muss der Elek-



**Abbildung 3.2:** Verwendete Py-Proben in der jeweiligen Resonatorschleife. (a)  $5100 \text{ nm} \times 1100 \text{ nm} \times 50 \text{ nm}$ . (b)  $1290 \text{ nm} \times 420 \text{ nm} \times 52 \text{ nm}$ . Der dunklere rechteckige Bereich auf dem Resonator entstand durch Kohlenstoffablagerung während einem vorherigen SEM-Scan. (c)  $1100 \text{ nm} \times 1100 \text{ nm} \times 50 \text{ nm}$ . (d)  $1180 \text{ nm} \times 190 \text{ nm} \times 52 \text{ nm}$ , aus (b) durch Schneiden an allen vier Kanten erzeugt.

tronenstrahl fokussiert werden. Da auch hierbei der Lack belichtet wird, sollte die Strahl-einrichtung in der Nähe einer Substratecke durchgeführt werden, die später vor dem Be-dampfen abgedeckt werden kann. Es wird eine Beschleunigungsspannung von  $10 \text{ kV}$ , eine Apertur von  $30 \mu\text{m}$  und ein Arbeitsabstand von  $10 \text{ mm}$  eingestellt. Mit diesen Einstellun-gen werden mit dem Elektronenstrahl für einige Sekunden Punkte in den Lack geschrie-ben, an denen bei immer größerer Vergrößerung Fokus, Apertur-Ausrichtung und Stigma-tor optimiert werden. Anschließend wird das Schreibfeld auf eine Genauigkeit von  $10 \text{ nm}$  kalibriert und der Elektronenstrom gemessen. Er beträgt in der hier verwendeten EBL-Maschine ca.  $175 \text{ pA}$ .

Nun muss die Probenposition überprüft und nachkorrigiert werden. Die oben ermittel-ten Koordinaten werden als Mittelpunkt eines sehr grob gescannten Testbildes ( $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ ,  $1 \mu\text{m}$  Schrittweite) eingestellt, aus dem die tatsächlichen Koordinaten der Leiter-schleifenmitte abgelesen werden. Diese werden als Mittelpunkt des Streifendesigns fest-gelegt. Das Schreiben der Mikrostruktur sollte sofort ausgeführt werden, um eine Ver-schiebung durch Drifteffekte zu vermeiden. Als Schrittweite bei der Belichtung wird in  $x$ - und  $y$ -Richtung  $40 \text{ nm}$  gewählt. Die Standarddosis für PMMA von  $100 \mu\text{C}/\text{cm}^2$  wird mit

einem im Design festgelegten Faktor an die konkrete Struktur angepasst:

	Dosisfaktor
Großer Streifen:	0,8
Kleiner Streifen:	2,0
Quadrat:	0,8

Durch Streuung der Elektronen innerhalb des Lackes dringen diese auch in benachbarte Bereiche ein, die nicht vom Strahl selbst getroffen werden. Da bei dem großen Streifen und bei dem Quadrat durch die größere Anzahl belichteter Pixel effektiv eine höhere Dosis in die Resonatorschleife eingestrahlt wird, muss zur Vermeidung von Überbelichtung und Verzerrung der Struktur ein kleinerer Dosisfaktor gesetzt werden. Bei dieser Parameterwahl wird die reale Struktur für alle drei Formen in beiden Dimensionen etwa 100 nm größer sein als im EBL-Design vorgesehen. Darüber hinaus löst das Entwicklungsmittel mit der Zeit auch angrenzenden unbelichteten Lack auf, was ebenfalls zur zusätzlichen Ausdehnung der entstehenden Probe beiträgt.

#### **Entwickeln**

Die aufgelisteten Dosisfaktoren sind optimiert für die Entwicklung in 30 s in MIBK und 30 s in Isopropanol als Stopper. Die Lackmaske wird mit Stickstoff trocken geblasen.

#### **Bedampfen**

Im *Bestec Evaporation Tool* wird die gewünschte Dicke an Py aufgedampft. Bei einer Elektronenbeschleunigung von 10 kV und einem Strom von rund 85 mA beträgt die Rate etwa 1 Å/s. Beschädigung des Lackes durch EBL-Fokuseinstellung, EBL-Probenhalterung und Pinzettenberührungen (z. B. beim Entwickeln) müssen vollständig abgedeckt werden. Dazu kann manuell Lack aufgetragen (nicht erhitzt!) oder die entsprechenden Bereiche beim Befestigen auf dem Bedampfungsprobenhalter bedeckt werden.

#### **Lift off**

Der PMMA-Lack löst sich in Aceton, dabei wird auch die darauf aufgedampfte Py-Schicht abgetragen. Stehen bleibt nur die Streifenprobe in der Resonatorschleife. Mit einer Pipette kann im Acetonbad zielgerichtet die Substratoberfläche gespült werden. Hartnäckige Py-Überreste lassen sich meist mit einem Wattestäbchen abwischen. Nicht abgedeckte Lackbeschädigungen führen jedoch zu Py-Flecken, die nur mit einer Rasierklinge entfernt werden können.

# 4 Methoden und Messtechnik

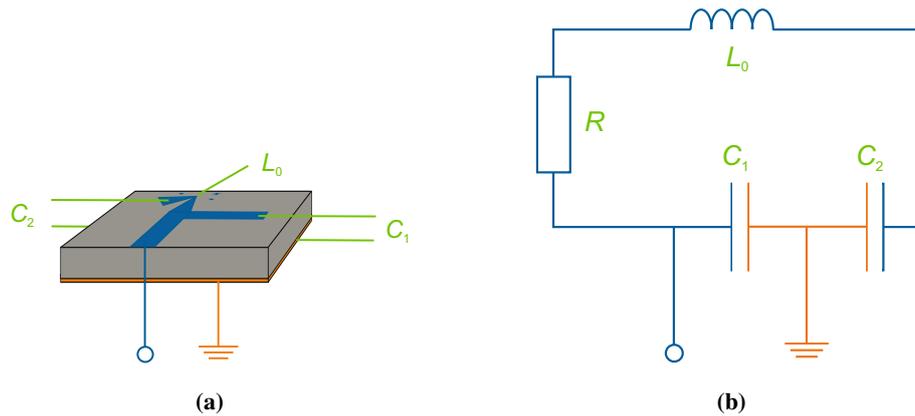
## 4.1 Ferromagnetische Resonanz mit Mikroresonatoren

Die Messung der Ferromagnetischen Resonanz (FMR) beruht auf der Wechselwirkung einer elektromagnetischen Mikrowelle mit dem ferromagnetischen Material, in dem sie resonant absorbiert wird. Um den Effekt in den kleinen Streifenproben messen zu können, werden sie - wie in Kapitel 3 beschrieben - in einem Mikroresonator präpariert. Die Abbildung 4.1 verdeutlicht an einem Blockschaltbild (b) die Bestandteile des Mikroresonators (a). Dieser Miniatur-Schwingkreis nutzt die Probenunterseite als zweite Elektrode für die Kondensatoren der Kapazitäten  $C_1$  und  $C_2$ , wobei das Substrat als Dielektrikum fungiert. Die Leiterschleife ist die Induktivität  $L_0$  und die Leiterbahnen in ihrer Gesamtheit haben den Ohmschen Widerstand  $R$ . Alle Bauteile sind so aufeinander abgestimmt, dass die Eigenfrequenz des Schwingkreises  $f_0 = 14$  GHz ist. Außerdem soll die Impedanz des Mikroresonators  $Z = 50 \Omega$  sein, damit beim Übergang vom Mikrowellenkabel zum Resonator möglichst wenig Reflexion auftritt [28]. Eine eingekoppelte Welle mit  $f_0$  wird im leeren Resonator idealerweise vollständig absorbiert, unabhängig von  $H$ . Sobald sich jedoch in der Leiterschleife eine ferromagnetische Probe befindet, kann der beschriebene Resonanzfall eintreten. Dabei kommt es zu einer Änderung der Induktivität [29].

$$L = L_0(1 + 4\pi\eta\chi' - 4\pi i\eta\chi''). \quad (4.1)$$

$L_0$  ist die Induktivität der Leiterschleife bei einem Feld  $H$  abseits von einer Resonanzsituation und  $\eta$  steht für den Füllfaktor. Je größer  $\eta$ , desto besser wird das Signal-Rausch-Verhältnis der Messung. Weit entfernt von  $H_{\text{res}}$  verschwinden  $\chi'$  und  $\chi''$  (siehe Abbildung 2.4), sodass Gleichung (4.1)  $L = L_0$  liefert. Die Mikrowelle kann also im Resonator vollständig absorbiert werden. Für  $H \approx H_{\text{res}}$  jedoch gilt  $L \neq L_0$ . Der Resonator ist verstimmt, sodass  $f_0$  nicht mehr die Eigenfrequenz ist. Die Mikrowelle kann nicht mehr vollständig absorbiert werden, sondern wird zum Teil reflektiert. Dieser reflektierte Anteil erzeugt ein FMR-Messsignal.

In Abbildung 4.2 sind die wesentlichen Bauteile des genutzten FMR-Messaufbaus in einem Blockdiagramm zusammengefasst [20, 30]. Die Mikrowelle wird in einer geeigneten Quelle erzeugt und in der Mikrowellenbrücke für Messung und Detektion aufbereitet. Dazu wird zunächst mit einem Richtkoppler ein Teil der Leistung in den Referenzweig geleitet, um ihn später im Mischer mit dem Messsignal zu überlagern. Der Phasenschieber dient zur Korrektur des Phasenversatzes aufgrund der verschiedenen Weglängen. Der in den Signalzweig gelangende Mikrowellenanteil wird auf die gewünschte Leistung abgeschwächt und ein weiterer Anteil wird zur Messung der Mikrowellenleistung ausgekoppelt. Es soll nur soviel Leistung in den Mikroresonator gelangen, wie er in der Realität vollständig absorbieren kann. Der Zirkulator leitet die vom Richtkoppler kommende Mikrowelle in den Resonator, wo sie die magnetischen Momente in der Probe zur Präzession



**Abbildung 4.1:** Funktionsprinzip des Mikroresonators. (a) Resonatordesign auf Si-Substrat mit Rückseitenmetallisierung. (b) Blockschaltbild eines elektromagnetischen Schwingkreises als Analogon zum Mikroresonator.

anregt. Wird dabei wie beschrieben ein Resonanzsignal erzeugt, dann wird eine reflektierte Mikrowelle zurück zum Zirkulator gesendet. Hier wird sie in den Vorverstärker weitergeleitet, der das Rauschen und das Signal gleichermaßen verstärkt. Im Mischer vollzieht sich der erste Schritt zur Rauschverringern. Die am RF-Eingang einlaufende Welle wird erneut geteilt, wobei eine Hälfte um eine Viertel-Periode verschoben wird. Vor den Ausgängen Q (Quadratur) und I (in-Phase) werden beide Anteile mit dem Referenzsignal aus dem LO-Eingang überlagert. Ist der Phasenversatz  $\Delta\phi$  im Referenzzweig geeignet eingestellt, dann interferieren die Wellen am Q-Ausgang konstruktiv für den Dispersionsanteil des Messsignals und destruktiv für den Absorptionsanteil. Am I-Ausgang ist dagegen die Interferenz für den Absorptionsanteil konstruktiv und für den Dispersionsanteil destruktiv. Auf diese Weise wird nicht nur die Möglichkeit geschaffen, die komplexe Größe  $\chi$  zu untersuchen, sondern auch gezielt das Signal mit der Mikrowellenfrequenz verstärkt. Außerdem werden vor den Ausgängen Tiefpassfilter durchlaufen, die das Rauschen weiter verringern [31]. Der Absorptions- und Dispersionsanteil des Messsignals gelangen zur Detektion jeweils in einen eigenen Lock-In-Verstärker, um das Signal-Rausch-Verhältnis zusätzlich zu verbessern. Um diese Technik verwenden zu können, wird das externe Magnetfeld (grau markierter Magnet) moduliert. Dazu befinden sich im Versuchsaufbau Feldmodulationsspulen, die ein periodisches Wechselfeld mit einer Frequenz von  $f_L = 78 \text{ kHz}$  und einer Amplitude von etwa  $1 \text{ mT}$  erzeugen, wobei  $f_L \ll f_0$ . Die Messsignale entsprechen dadurch nicht den Kurvenformen aus Abbildung 2.4, sondern deren ersten Ableitungen [32]. In den zwei Lock-In-Verstärkern werden demnach  $d\chi'/dH$  und  $d\chi''/dH$  getrennt verarbeitet, wenn der Phasenversatz  $\Delta\phi$  geeignet gewählt wird.

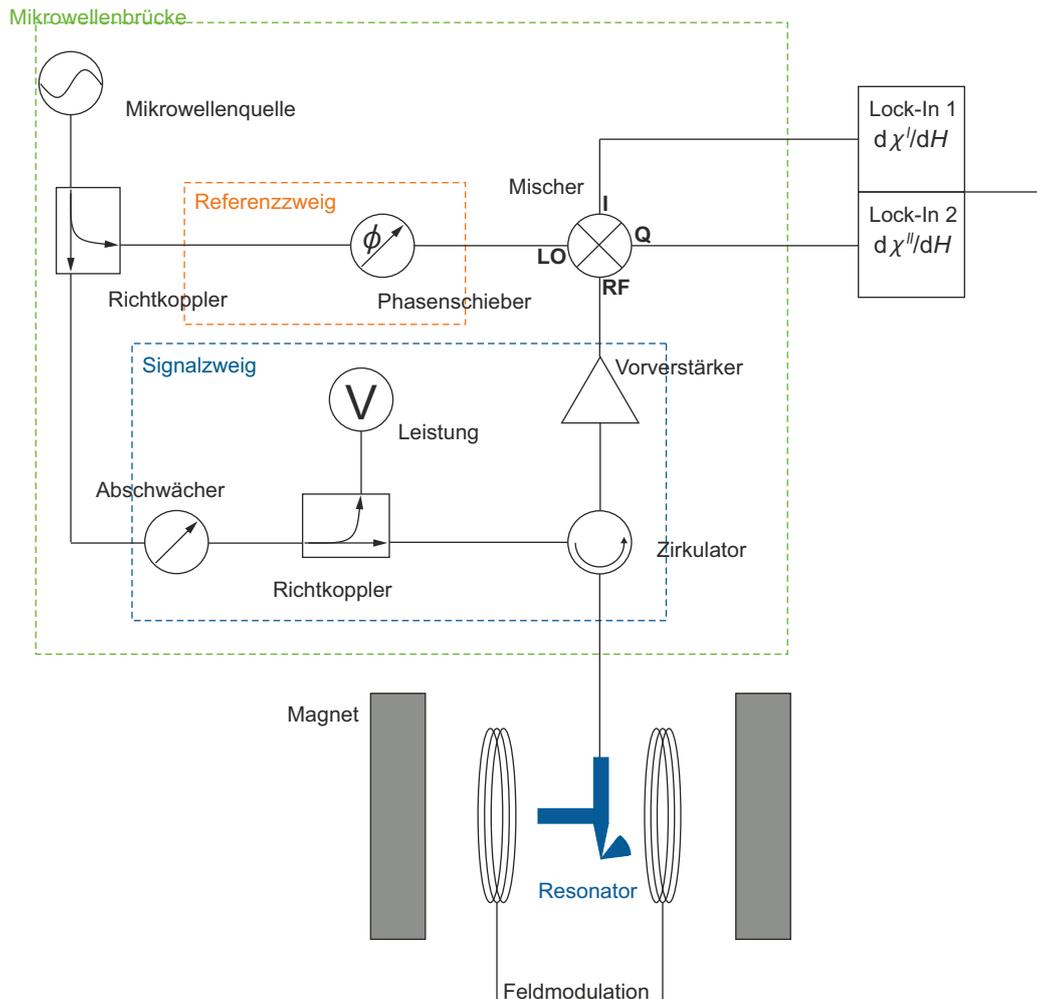
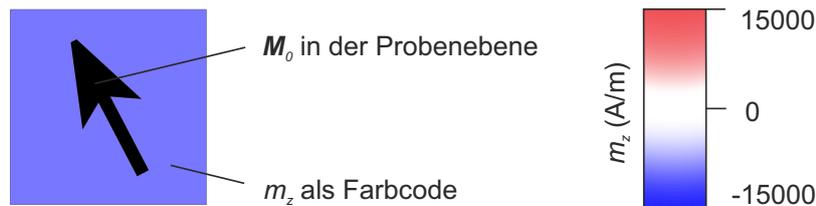


Abbildung 4.2: Blockdiagramm mit wesentlichen Bauteilen für die FMR-Messung.

## 4.2 Simulationen mit dem Object Oriented MicroMagnetic Framework

Das Software-Paket *Object Oriented MicroMagnetic Framework* (OOMMF) [33] ist ein Projekt des US-amerikanischen *National Institute of Standards and Technology*. Es ermöglicht mikromagnetische Simulationen für verschiedenste Systeme mit unterschiedlicher Anisotropie, Geometrie, Kopplung und Dämpfung unter definierten Rahmenbedingungen. Die dreidimensionale Probe wird für diese Arbeit in Zellen der Größe  $10 \text{ nm} \times 10 \text{ nm} \times$  Probenhöhe zerlegt, die per Definition alle das gleiche magnetische Moment mit konstantem Betrag und variabler Richtung haben. Ausgehend von einer Startkonfiguration dieser  $\mu_i$  wird iterativ die Freie Energiedichte des Systems minimiert, um das statische Gleichgewicht zu bestimmen. Die Magnetisierungsdynamik ergibt sich aus der Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung (2.6). Hierfür wird zusätzlich zum statischen externen Feld mit einem dazu senkrechten, sinusförmig wechselnden Feldbeitrag gerechnet. Die Lösung



**Abbildung 4.3:** Komponentenweise Darstellung der lokalen Magnetisierung in Momentenaufnahmen aus OOMMF.

der Differentialgleichung wird über die Finite-Differenzen-Methode numerisch genähert. Eine Momentaufnahme des Systemzustandes wird nach Vollendung von 50 Mikrowellenperioden gespeichert. Resonant präzidierende Probenbereiche sind zu diesem Zeitpunkt in  $z$ -Richtung maximal ausgelenkt [34]. Nach dieser Zeit kann von einem dynamischen Gleichgewicht ausgegangen werden. Sollte die Auslenkungsänderung früher eine Untergrenze unterschreiten, dann wird die Simulation bereits nach weniger als 50 Mikrowellenperioden abgebrochen.

In dieser Arbeit dient OOMMF dazu, die Messergebnisse der FMR zu interpretieren. Die für die Simulation benötigten Parameter werden an das verwendete Material angepasst.

$$g = 2,12; \quad \alpha = 0,006; \quad M_s = 730 \cdot 10^3 \frac{\text{A}}{\text{m}}; \quad A = 13 \cdot 10^{-12} \frac{\text{J}}{\text{m}}$$

Der  $g$ -Faktor für Py ist aus der Literatur [23] entnommen worden, genauso wie die Austauschkonstante  $A$  [33]. Der Dämpfungsparameter  $\alpha$  und die Sättigungsmagnetisierung  $M_s$  wurden durch verschiedene Testsimulationen an das vorliegende System angepasst, indem die berechneten Spektren mit entsprechenden Messungen verglichen wurden. Eine Änderung in  $M_s$  führt zu einer Verschiebung der Resonanzfelder, während  $\alpha$  die Linienbreite charakterisiert. Die quasi-uniforme Mode diente dabei als Vergleichskriterium. Hier wurden für alle betrachtete Proben trotz der Größenunterschiede einheitliche Parameter gewählt, sodass es in der Regel keine perfekte Anpassung der simulierten an die gemessenen Resonanzfelder der Hauptmode gibt.

Mit OOMMF können nicht nur FMR-Spektren berechnet werden, sondern auch Momentaufnahmen der lokalen präzidierenden Magnetisierung ausgegeben werden. Die Abbildung 4.3 zeigt die Darstellungsweise einer solchen magnetischen Konfiguration. Der Charakter einer Momentaufnahme wird in dem Farbcodiert deutlich. Er beschreibt die aktuelle  $z$ -Komponente der dynamischen Magnetisierung  $m(t)$  und damit die aktuelle Präzessionsposition von  $M(t)$ . Ein resonant schwingender Bereich hat also eine besonders kräftige Färbung. Die statische Magnetisierung  $M_{\text{stat}}$  wird als Pfeil angegeben. Zu Gunsten der Übersichtlichkeit wird je nach Probengröße über  $3 \times 3$ ,  $4 \times 4$ ,  $8 \times 8$  oder  $12 \times 12$  Zellen gemittelt.

# 5 Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Mess- und Simulationsergebnisse für die in Kapitel 3 vorgestellten Proben erläutert, miteinander verglichen und diskutiert.

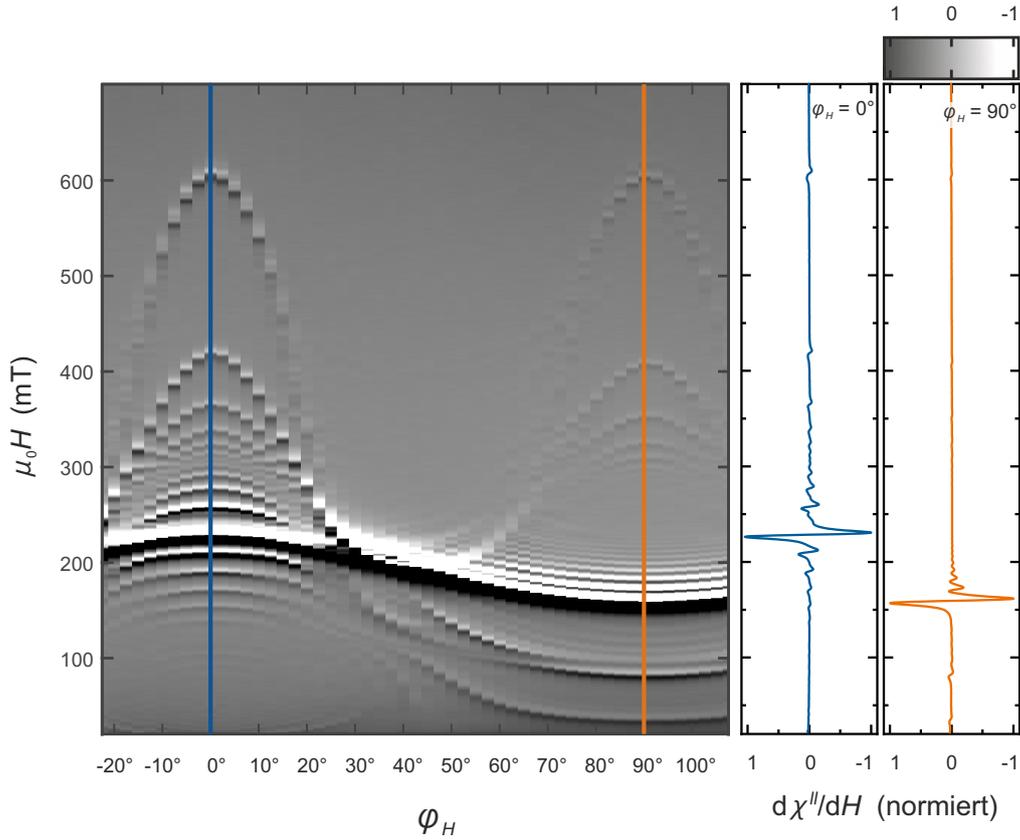
## 5.1 Große Streifenprobe (5100 nm × 1100 nm × 50 nm)

Die große Streifenprobe aus Abbildung 3.2(a) mit den Abmessungen 5100 nm × 1100 nm × 50 nm hat einen verhältnismäßig großen Füllfaktor  $\eta$  im Mikroresonator und damit ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis bei der FMR-Messung. Für verschiedene Winkel  $\varphi_H$  des externen Feldes in der Probenebene wurden Absorptionsspektren über den Betrag  $H$  gemessen und in dem Graustufenbild 5.1 zusammengefasst. Jede vertikale Pixelreihe entspricht dem Spektrum bei dem jeweiligen  $\varphi_H$ . Die orange Linie markiert  $\varphi_H = 90^\circ$ , bei dem  $H$  parallel zur langen Streifenachse anliegt. Das ist aufgrund der Formanisotropie die leichte Richtung der Magnetisierung, wie in Abschnitt 2.1 eingeführt. Die blaue Linie kennzeichnet die schwere Richtung bei  $\varphi_H = 0^\circ$ . Für diese beiden Winkel sind die gemessenen Spektren als Kurvenverlauf rechts neben dem Graustufenbild zu sehen. Innerhalb jedes Spektrums gibt es mehrere Resonanzfelder mit verschiedenen Signalintensitäten. Sie sind als S-kurvenförmige Ausschläge in den Einzelkurven beziehungsweise als scharfer Schwarz-Weiß-Übergang im Graustufenbild zu erkennen, da jedes einzelne Messsignal durch die Feldmodulation und die Lock-In-Detektion der ersten Ableitung eines Absorptionsspeaks entspricht. Qualitativ reproduzieren die Daten die Ergebnisse von [13, 14], während es quantitative Unterschiede aufgrund von Material- und Größenunterschieden gibt.

Die verschiedenen Resonanzen werden im Folgenden ausführlich vorgestellt. Das größte Signal wird für eine möglichst uniforme Präzession in einem möglichst großen Bereich der Probe erwartet. Eine geringere Signalstärke haben zum Beispiel Magnonenmoden, aber auch stark lokalisierte Resonanzabsorption kann ein weniger intensives FMR-Signal erzeugen. Um den gemessenen Moden ihren Charakter zuzuordnen, werden OOMMF-Simulationen zum Vergleich herangezogen.

### 5.1.1 Leichte Richtung ( $H$ entlang Längsachse)

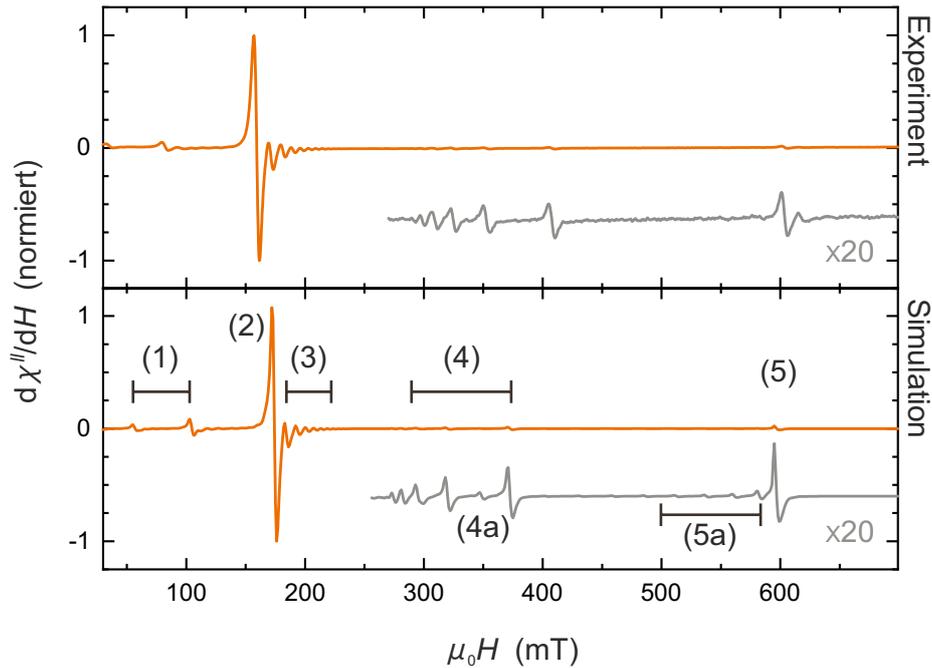
Die Abbildung 5.2 zeigt das gemessene FMR-Spektrum der leichten Richtung aus Abbildung 5.1 im Vergleich zu dem Ergebnis der Simulation. Zu den einzelnen nummerierten Resonanzen sind die Momentaufnahmen der lokalen Magnetisierung in Abbildung 5.3 zu sehen. Die Resonanzfelder und die Intensitätenverhältnisse stimmen in Messung und Simulation in etwa überein, sodass die Simulationsergebnisse zur Identifikation der gemessenen Moden genutzt werden können. Verschiebungen entstehen durch ein nicht ideal



**Abbildung 5.1:** Ergebnisse der FMR-Messung bei  $f = 14,05$  GHz in Abhängigkeit vom azimutalen Winkel  $\varphi_H$  für die große Streifenprobe mit  $5100 \text{ nm} \times 1100 \text{ nm} \times 50 \text{ nm}$ , zusammengefasst in einem Graustufenbild. Rechts daneben die normierten Einzelspektren zu den Winkeln  $0^\circ$  (blau) und  $90^\circ$  (orange). Die Farbskala stellt das normierte Absorptionssignal dar und wird auch in allen weiteren Graustufenbildern angewandt.

gewähltes  $M_s$ , die Vernachlässigung der (im polykristallinen Py sehr schwachen) Kristallanisotropie und diverse Defekte der präparierten Probe. Mit Abstand das stärkste Signal hat Resonanz (2). Die  $M$ -Momentaufnahme (siehe Abbildung 5.3(2)) zeigt, dass hier tatsächlich im inneren Probenvolumen die statische Komponente der lokalen Magnetisierung parallel zum externen Feld ausgerichtet und das dynamische  $m_z$  einheitlich ausgelenkt ist. Die Momente präzidieren in dem dunkel blau gefärbten Bereich resonant und phasengleich. Nicht jedoch an den Rändern, wo die blaue Färbung verblasst. Hier wird  $N_y$  groß und  $H_d$  inhomogen, sodass  $M_{\text{stat}}$  bei  $\mu_0 H = 174 \text{ mT}$  noch nicht parallel zu  $H$  ausgerichtet ist. In den Randbereichen ist  $H_{\text{eff}}$  sehr verschieden vom Probeninneren, weshalb dort die Resonanzbedingung bei einem anderen  $H$  erfüllt wird. Die Resonanz (2) ist daher eine *quasi-uniforme Mode*.

Die Moden schwächerer Intensität bei kleineren Feldern entstehen durch *konstruktive Interferenz* von DE-Magnonen. In den  $M$ -Momentaufnahmen (1) ist deutlich zu sehen, dass  $m_z$  über die kurze Streifenachse mehrfach das Vorzeichen wechselt. Die Magnonen

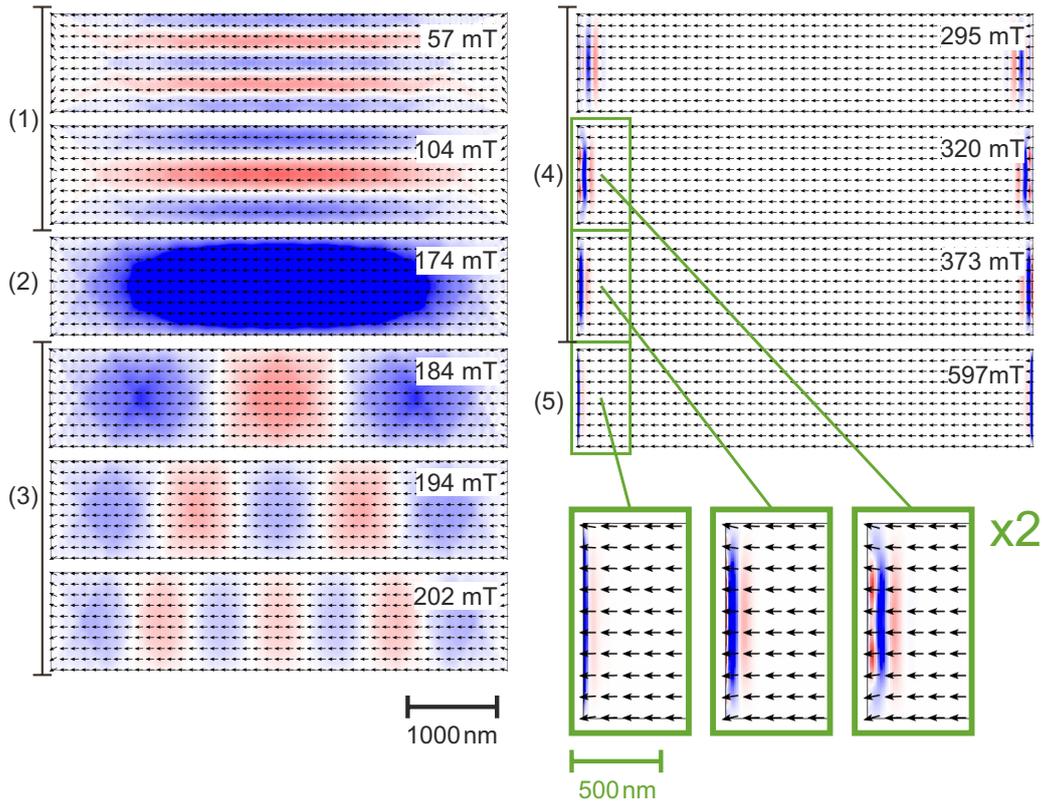


**Abbildung 5.2:** Vergleich der FMR-Spektren aus Messung (oben) und Simulation (unten) für die große Streifenprobe mit  $5100 \text{ nm} \times 1100 \text{ nm} \times 50 \text{ nm}$  in leichter Richtung ( $\varphi_H = 90^\circ$ ) bei  $f = 14,05 \text{ GHz}$ . Dazu in grau 20-fache Überhöhung des Signals für hohe Felder. Nummerierung der Resonanzen in Übereinstimmung mit Abbildung 5.3.

propagieren also in Richtung  $\mathbf{k} \perp \mathbf{M}_{\text{stat}}$ . Außerdem ist für die Mode mit dem kleineren Resonanzfeld die Wellenlänge kleiner, was ebenfalls auf eine monoton steigende Dispersionsrelation hindeutet.

Der Abbildung 2.5 aus Abschnitt 2.3 entsprechend werden bei Feldern oberhalb der quasi-uniformen Mode MSBVW erwartet, deren konstruktive Interferenz zu Resonanzsignalen führen. Da die Dispersionsrelation in dem hier relevanten Bereich annähernd linear verläuft, sollten die Resonanzfelder äquidistant sein. Tatsächlich können diese Moden in Messung und Simulation in guter Übereinstimmung beobachtet werden, zusammengefasst in Nummer (3). Die dazugehörigen  $\mathbf{M}$ -Momentaufnahmen zeigen außerdem, dass es sich um die gewünschten Magnonen mit  $\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}_{\text{stat}}$  handelt. Je größer das externe Feld, desto kleiner wird die Wellenlänge und damit auch der Abstand zwischen den Maxima. Um die gleiche maximale Farbintensität zu erreichen wie bei  $184 \text{ mT}$ , müsste die Verkipfung benachbarter Momente zueinander entsprechend größer werden. Eine derartige Konstellation ist im Sinne der Austauschwechselwirkung energetisch ungünstiger. Demzufolge werden die Momente weiterhin nur schwach gegeneinander verdreht und erreichen daher nur eine schwächere Auslenkung in den Maxima, wodurch der Farbkontrast blasser wird.

Obwohl bei den Magnonenmoden generell näherungsweise derselbe Anteil des Probenvolumens an der Resonanzantwort beteiligt ist wie bei der quasi-uniformen Mode, ist ihre Intensität im Spektrum stark reduziert. Der Grund ist die örtlich variierende  $m_z$ -



**Abbildung 5.3:** Simulierte Momentenaufnahmen der lokalen Magnetisierung mit dem jeweiligen Resonanzfeld für die große Streifenprobe mit  $5100 \text{ nm} \times 1100 \text{ nm} \times 50 \text{ nm}$  in leichter Richtung ( $\varphi_H = 90^\circ$ ) bei  $f = 14,05 \text{ GHz}$ . Unten rechts 2-fache Vergrößerung der Randregion für die letzten 3 Moden. Die Nummerierung der Resonanzen ist in Übereinstimmung mit der Abbildung 5.2.

Auslenkung innerhalb des Interferenzmusters. Zum FMR-Signal tragen nur resonant präzidierende Momente bei, die demzufolge zum Mikrowellenfeld  $\mathbf{h}(t)$  um eine Phase von  $\pi/2$  verschoben und mit großer Amplitude schwingen. Bei Betrachtung der  $\mathbf{M}$ -Momentenaufnahmen (1) und (2) in Abbildung 5.3 ist jedoch offensichtlich, dass nur sehr wenige Momente diesen Charakter aufweisen können. Unter der Annahme, dass die blau gefärbten Regionen die benötigte Phasenbeziehung zu  $\mathbf{h}(t)$  erfüllen, kann sie demnach in den gesamten roten Bereichen nicht gelten. Selbst innerhalb der blauen Fläche weisen aufgrund der Wellennatur einzig die Momente im Extremum des Interferenz-Wellenberges die erforderliche Phasenverschiebung auf. Insgesamt können also nur wenige Momente direkt zur Erzeugung eines FMR-Signals beitragen.

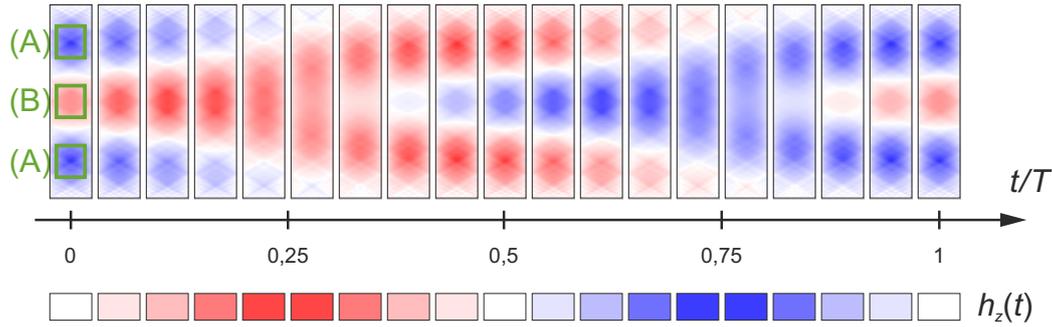
Desweiteren wird die Bedeutung der Einschränkung auf ungerade Vielfache von  $\lambda/2$  über die Streifenlänge aus Gleichung (2.19) sichtbar. Die Spinwellen werden nur lokal resonant getrieben, in den Bereichen mit der geeigneten Phasenverschiebung von  $-\pi/2$  zur Mikrowelle. In den jeweils dazwischen liegenden Abschnitten schwingen die Momente gegenphasig und werden durch  $\mathbf{h}(t)$  aktiv gedämpft. Bei geraden Vielfachen von  $\lambda/2$  würden die Spinwellen damit zeitgleich zu gleichen Teilen getrieben und abgeschwächt,

sodass sie insgesamt nicht angeregt werden können. Diese Moden können nur durch eine Asymmetrie des Systems zur Resonanz gebracht werden [35, 36].

Bei Betrachtung der linken Spalte von Abbildung 5.3 insgesamt fällt auf, dass sich mit steigender Resonanzfeldstärke die Farbintensitäten von der Streifenmitte her immer weiter zu den kurzen Kanten ausdehnen. Bei 202 mT erstreckt sich das Interferenzmuster nahezu gleichmäßig über fast das gesamte Probenvolumen. Hier wird das Wechselspiel der verschiedenen Beiträge zum effektiven Feld im Py-Streifen deutlich: je größer das externe Feld, desto geringer wird der Einfluss des Entmagnetisierungsfeldes.

Von 295 mT bis 373 mT gibt es im Spektrum 5.2 einige Signale (4), die durch ungleiche Resonanzfeldabstände auffallen. Sie sind größer zwischen Moden, die bei größeren Feldern auftreten. In der Simulation wird außerdem deutlich, dass die Intensität dabei zunimmt. In dieses Verhalten kann auch Resonanz (5) mit eingeschlossen werden. Die rechte Spalte von Abbildung 5.3 zeigt, dass  $m_z$  in der Probenmitte verschwindet. Stattdessen schwingen stark lokalisierte Abschnitte in den Außenbereichen der Probe in resonanter Präzession. Da in dem sehr inhomogenen Entmagnetisierungsfeld für nur sehr wenige Momente die jeweilige Resonanzbedingung erfüllt ist, entsteht generell ein recht schwaches Signal. Die angrenzenden Momente werden durch die Austauschwechselwirkung ebenfalls in Schwingung versetzt, sodass sich unmittelbar abklingende Spinwellen ausbilden. Jedes Magnon ist ein Wellenpaket, das sich als Zerlegung in ebene Wellen darstellen lässt. In dem stark inhomogenen  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  in den nun resonanten Bereichen ist die Zeitentwicklung der einzelnen Elementarwellen sehr unterschiedlich, sodass das Wellenpaket rasch auseinanderläuft. So haben die im Randbereich entstehenden Magnonen nur eine sehr kurze Propagationslänge und können die Probenmitte nicht erreichen. Auf diese Weise ergeben sich die beobachteten ortsfest *lokalisierten Resonanzabsorptionen* in der rechten Hälfte von Abbildung 5.3. An der direkt angrenzenden Streifenkante gibt es allerdings eine Reflexion von Magnonen, die für eine konstruktive Interferenz wiederum nur diskrete Wellenlängen haben können. Das FMR-Spektrum zeigt daher diskrete lokale Resonanzabsorptionssignale. Außerdem ist in den Außenbereichen die Dispersionsrelation der MSBVW aus Abbildung 2.5 nicht mehr gültig, da sie für einen unendlich ausgedehnten Film berechnet wurde. Die Resonanzfelder der lokalisierten Resonanzabsorptionen sind deshalb nicht äquidistant. Ebenfalls interessant ist, dass weiter innen lokalisierte Moden eine geringere Intensität haben, da die am Rand reflektierten Spinwellenpakete bereits weiter auseinandergelaufen sind und die Resonanzpräzession zunehmend abdämpfen. Außerdem wird  $N_z$  zum Rand hin sehr viel kleiner, sodass die magnetischen Momente dort leichter in  $z$ -Richtung ausgelenkt werden können und dadurch eine größere Schwingungsamplitude erreichen. Die vergrößerten Randbereiche unten zeigen, dass bei den Resonanzen (4) die äußersten Randmomente noch immer nicht parallel zu  $\mathbf{H}$  und in Resonanz sind, sondern erst bei Resonanz (5). Diese sogenannte *Randmode* tritt erst bei vollständiger Sättigung der Probe auf und hat deshalb mit Abstand das größte Resonanzfeld.

Für die mit (5a) markierten Moden im simulierten Spektrum sind keine Momentaufnahmen gezeigt. Sie entstehen durch konstruktive Interferenz von DE-Magnonen, die nur im Bereich der Randmode (5) propagieren. Aufgrund ihrer Dispersion liegen sie bei Feldern unterhalb der eigentlichen Randmode, analog zu den Moden (1), die unterhalb der quasi-uniformen Mode liegen. Da die DE-Magnonen hier direkt am Rand propagieren, sind diese Moden besonders empfindlich auf dessen Defekte und Rauigkeit. Deshalb können sie im



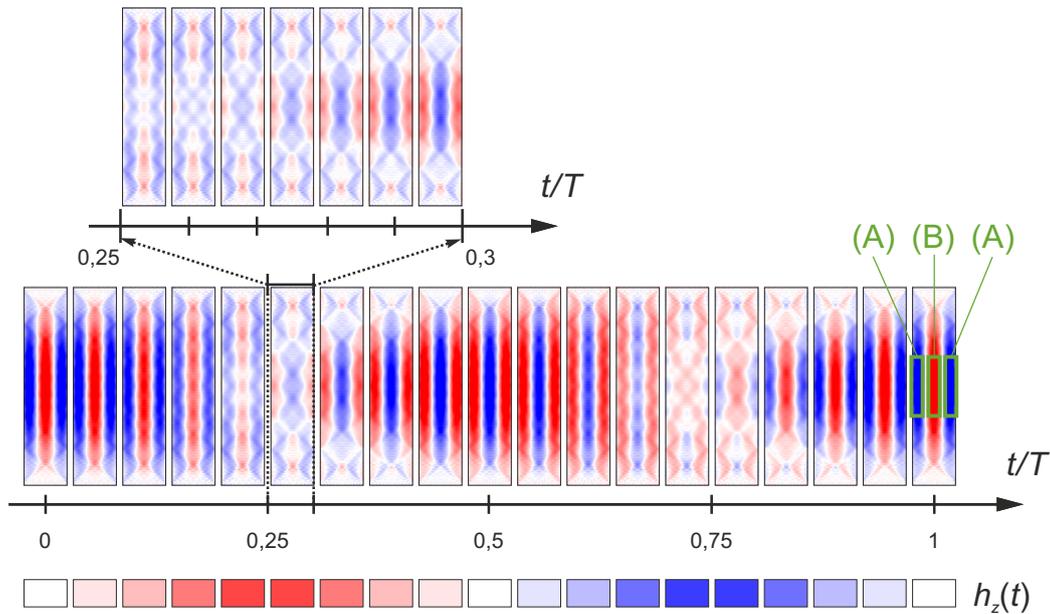
**Abbildung 5.4:** Zeitliche Entwicklung des Interferenzmusters aus Abbildung 5.3(3) bei 184 mT über die Zeit  $T$  einer Mikrowellenperiode. Darunter zum Vergleich die  $z$ -Komponente  $h_z(t)$  des Mikrowellenfeldes im normierten Farbcode.

Experiment nicht beobachtet werden. Außerdem ist ihre Intensität noch um einiges niedriger als die der Randmode, da wie auch bei den Volumen-Spinwellenmoden nur ein sehr kleiner Anteil der präzidierenden Momente effektiv zum Signal beitragen kann. Die Resonanz (4a) ist ebenfalls eine DE-Mode, die in diesem Fall im lokalisierten Resonanzbereich der 373 mT-Mode angeregt ist. Da sowohl (4a) als auch (5a) zwar in weiteren Simulationen dieser Arbeit zu sehen sind, aber experimentell nicht beobachtet werden können, wird im Folgenden nicht weiter auf sie eingegangen.

### 5.1.2 Zeitentwicklung von Interferenzmustern

Die Interferenzmuster der Magnonen in den  $M$ -Momentaufnahmen aus Abbildung 5.3 erinnern an stehende Wellen, als welche sie in der Literatur tatsächlich stets bezeichnet werden [13, 14]. Allerdings ist aus den bisher betrachteten Schnappschüssen keine Aussage über die zeitliche Entwicklung der Anregungsmoden möglich. Die Abbildung 5.4 zeigt daher die Veränderung der MSBVW-Mode bei 184 mT während einer Mikrowellenperiode. Eine stehende Welle ist durch ortsfeste Schwingungsknoten und -bäuche gekennzeichnet, sodass sich hier im Interferenzmuster die weißen Bereiche zwischen den verschiedenfarbigen Abschnitten nicht verschieben dürften. Außerdem müssten die Farbintensitätsmaxima ausschließlich an den Anfangspositionen (A) und (B) von  $t/T = 0$  und stets zum selben Zeitpunkt auftreten. Keines dieser Merkmale ist in Abbildung 5.4 erfüllt. Zwischen  $t/T = 0$  und  $t/T = 0,5$  gibt es keine zwei Bilder, bei denen die weißen Übergänge an der gleichen Stelle auftreten. Die Farbintensität ist bei  $t/T = 0$  in den Bereichen (A) maximal, während sie erst nach dem zweiten gezeigten Zeitschritt im Bereich (B) das Maximum erreicht. Das gesamte Muster scheint sich symmetrisch zum Zentrum nach außen zu bewegen, bis schließlich nach der halben Mikrowellenperiode das Anfangsbild mit umgekehrten Farben erreicht ist. Die zweite Hälfte der Mikrowellenperiode verläuft analog mit invertiertem  $m_z$ . Die Spinwellenmoden können demnach nicht mit stehenden Wellen in Verbindung gebracht werden. Da die Einzelbilder mit zeitlichen Abständen von rund 4 ps tatsächlich die Entwicklung des Interferenzmusters innerhalb einer Mikrowellenperiode dokumentieren, kann es sich auch nicht um ein stroboskopisch bedingtes Artefakt handeln.

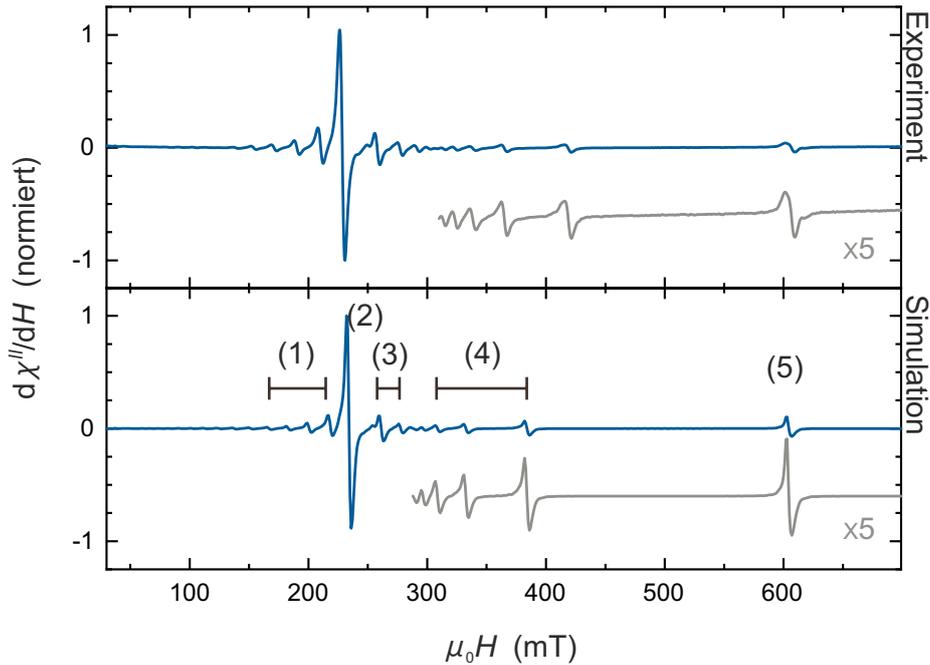
Trotz des propagierenden Charakters des Gesamtmusters ist erkennbar, dass die Berei-



**Abbildung 5.5:** Zeitliche Entwicklung des Interferenzmusters aus Abbildung 5.3(1) bei 105 mT über die Zeit  $T$  einer Mikrowellenperiode mit dreifachem Kontrast. Darunter zum Vergleich die  $z$ -Komponente  $h_z(t)$  des Mikrowellenfeldes im normierten Farbcode.

che (A) in Resonanz sind. Hier präzidieren die magnetischen Momente mit der benötigten Phasenverschiebung von einer Viertel-Periode  $-\pi/2$  zur Mikrowelle. Der beteiligte Volumenanteil ist doppelt so groß wie Bereich (B), sodass die Resonanzmode mit der FMR detektiert werden kann. Im Streifenzentrum (B) müsste die Schwingungsphase für eine stehende Welle mit  $+\pi/2$  zur Mikrowelle verschoben sein, sodass sich ein Schwingungsbauch ausbilden kann. Allerdings zeigt Abbildung 5.2, dass das Resonanzfeld von 184 mT im Ausläufer der Resonanzlinie der quasi-uniformen Mode liegt. Deren Einfluss auf das Schwingungsverhalten der Momente führt zu einer Phasenverschiebung von nur etwa  $+\pi/4$  zur Anregung.

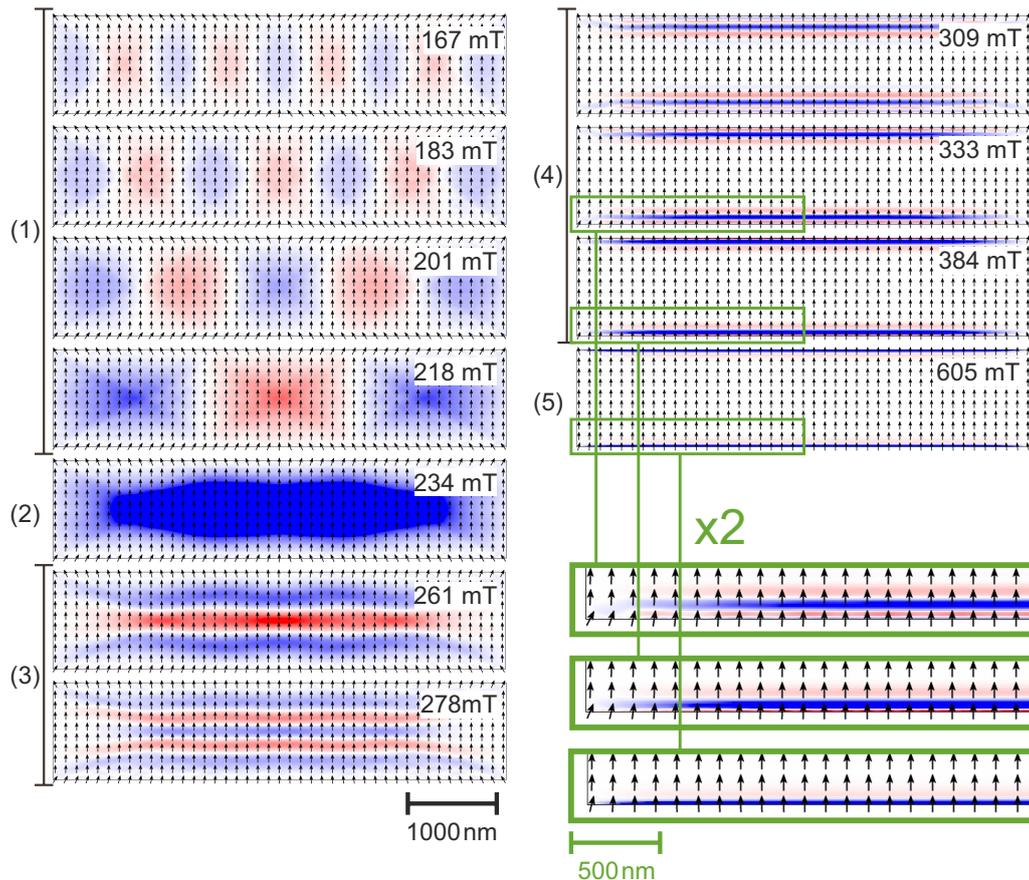
Die Mode aus Abbildung 5.2/5.3(1) bei 105 mT ist weit entfernt von der quasi-uniformen Mode, sodass diese sich nicht auf die DE-Mode auswirkt. Ihre simulierte Zeitentwicklung ist in Abbildung 5.5 gezeigt. Tatsächlich treten hier die Farbintensitätsmaxima in den Bereichen (A) und (B) zeitgleich auf, wobei (A) um  $-\pi/2$  und (B) um  $+\pi/2$  zur Mikrowelle phasenverschoben schwingt. Damit erinnert das Verhalten deutlich mehr an eine stehende Welle. Erst bei einer feineren Zeitauflösung von  $0,25 \leq t/T \leq 0,3$  wird deutlich, dass sich auch bei dieser Mode die weißen „Schwingungsknoten“ verschieben und es sich demnach wieder nicht um eine stehende Welle handelt. Außerdem ist hier klar erkennbar, dass sich das Interferenzmuster insgesamt später verändert, je weiter der betrachtete Bereich von der Probenmitte entfernt ist und sich den kurzen Kanten nähert. Entsprechend der Abbildung 2.2(a) liegt der Grund im inhomogenen Entmagnetisierungsfeld. Die Resonanzbedingung bei 105 mT ist nur im Zentrum der Probe erfüllt, während die äußeren Regionen nur mitschwingen. Deshalb weisen sie nicht nur eine geringere Farbintensität auf als die Bereiche (A) und (B), sondern auch eine leicht verschobene Schwingungsphase.



**Abbildung 5.6:** Vergleich der FMR-Spektren aus Messung (oben) und Simulation (unten) für die große Streifenprobe mit  $5100 \text{ nm} \times 1100 \text{ nm} \times 50 \text{ nm}$  in schwerer Richtung ( $\varphi_H = 0^\circ$ ) bei  $f = 14,05 \text{ GHz}$ . Dazu in grau 5-fache Überhöhung des Signals für hohe Felder. Die Nummerierung der Resonanzen ist in Übereinstimmung mit Abbildung 5.7.

### 5.1.3 Schwere Richtung ( $H$ entlang kurzer Streifenachse)

Das gemessene und simulierte Spektrum der schweren Richtung ist in Abbildung 5.6 zu sehen, wieder mit den zu den Resonanzen gehörigen  $M$ -Momentenaufnahmen in Abbildung 5.7. Die Resonanz (2) ist die quasi-uniforme Mode, bei der die Momente im Probeninneren resonant und in Phase präzidieren. Allerdings ist der dunkel blau gefärbte Bereich kleiner als in der leichten Richtung. Die Ursache hierfür ist das veränderte Verhalten des Entmagnetisierungsfaktors  $N_x$ , der für die Feldrichtung parallel zur kurzen Streifenachse relevant ist, wie aus Abbildung 2.2(b) ersichtlich ist. Der konstante Bereich von  $N_x$  ist hier eng um die Probenmitte konzentriert, sodass der uniform anregbare Bereich stärker lokalisiert ist. Dieser Effekt beeinflusst auch die Moden, die durch konstruktive Interferenz von Spinwellen entstehen. Auch hier sind die Resonanzbereiche kleiner als ihr Analogon in der leichten Richtung. Unterhalb der quasi-uniformen Mode sind mit der Nummer (1) die konstruktiven Interferenzen der DE-Magnonen zusammengefasst, bei denen  $\mathbf{k} \perp \mathbf{M}_{\text{stat}}$  gilt. Hier fällt auf, dass die Resonanzfeldabstände weniger als halb so groß sind wie im Spektrum 5.2. Die Spinwellen können sich jetzt über die lange Streifenachse bewegen, sodass sich nach Gleichung (2.19) die Abstände der möglichen  $k$  verringern. im Gegensatz dazu propagieren die MSBVW mit  $\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}_{\text{stat}}$  nun entlang der kurzen Streifenachse, sodass sich bei ihnen der Resonanzfeldabstand erhöht. Der Unterschied der schweren zur leichten Richtung ist hier geringer, da der Anstieg im relevanten linearen Abschnitt der Dispersionsrelation für die DE-Moden einen geringeren Betrag aufweist als für die MSBVW.

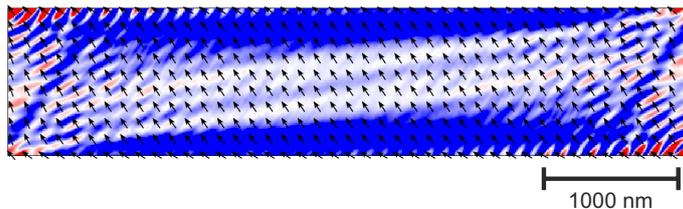


**Abbildung 5.7:** Simulierte Momentaufnahmen der lokalen Magnetisierung mit dem jeweiligen Resonanzfeld für die große Streifenprobe mit  $5100 \text{ nm} \times 1100 \text{ nm} \times 50 \text{ nm}$  in schwerer Richtung ( $\varphi_H = 0^\circ$ ) bei  $f = 14,05 \text{ GHz}$ . Unten rechts 2-fache Vergrößerung der Randregion für die letzten 3 Moden. Die Nummerierung der Resonanzen ist in Übereinstimmung mit Abbildung 5.6.

Auch die lokalen Resonanzanregungen (4) in den Außenbereichen der Probe sowie die Randmode (5) können in schwerer Richtung beobachtet werden, bei einem etwas höheren Feld und mit etwa fünffacher Intensität im Vergleich zur leichten Richtung. Dieser Unterschied entspricht dem Aspektverhältnis der Probenabmessungen. Da in der schweren Richtung jeweils die Außen- bzw. Randbereiche entlang den langen Kanten in Resonanz sind, ist das beitragende Volumen und damit die Signalstärke um den Faktor fünf größer als in der leichten Richtung.

#### 5.1.4 Winkelabhängige Modenverläufe

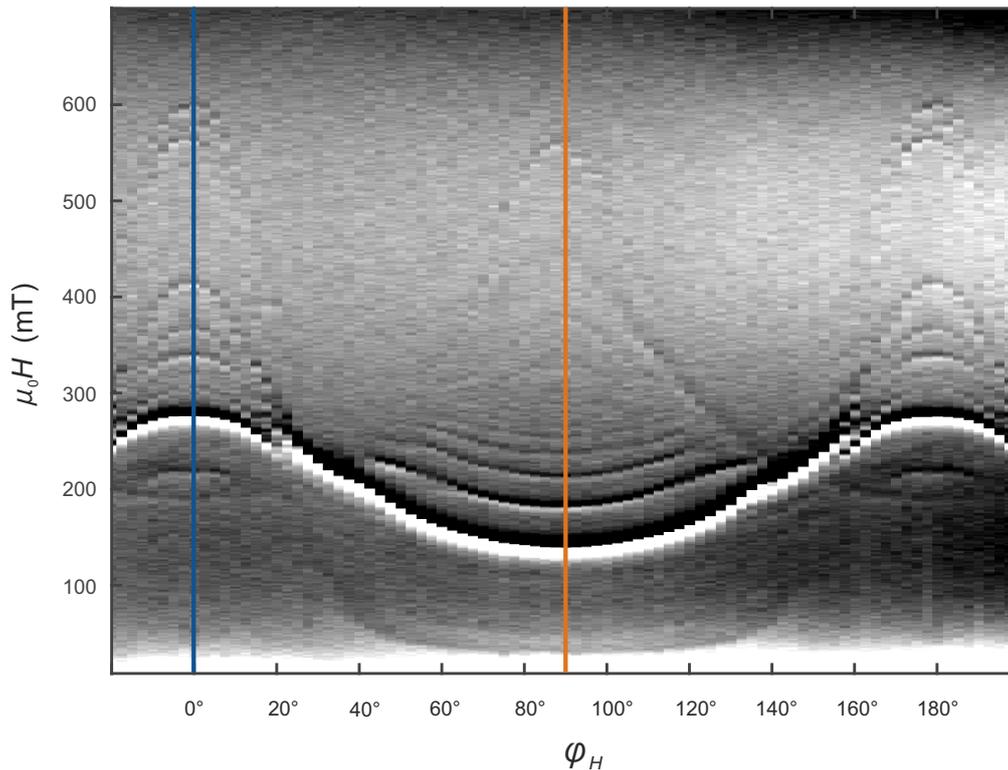
Bisher wurden aus Abbildung 5.1 nur die Winkel  $0^\circ$  und  $90^\circ$  betrachtet. Der  $\varphi_H$ -abhängige Verlauf der einzelnen Moden ist in der Nähe dieser beiden ausgezeichneten Winkel intuitiv. In der leichten Richtung sind alle Resonanzfelder minimal, die mit Resonanzen des inneren Probenvolumens verbunden sind. Dazu gehören neben der quasi-uniformen Mo-



**Abbildung 5.8:** Hauptmode des simulierten Spektrums bei 226 mT für die große Streifenprobe mit  $5100 \text{ nm} \times 1100 \text{ nm} \times 50 \text{ nm}$  für  $\varphi_H = 30^\circ$  und  $f = 14,05 \text{ GHz}$ .

de auch die konstruktiven Interferenzen aus DE-Magnonen und MSBVW. Die Absorption durch lokale resonante Präzession in den Außen- und Randbereichen dagegen tritt bei kleineren  $H$  auf, wenn  $\varphi_H$  von  $90^\circ$  abweicht. In der hier relevanten Region der Probe ist der Entmagnetisierungsfaktor  $N_x$  kleiner als  $N_y$  (siehe Abbildung 2.2(a)), sodass dort lokal die lange Streifenachse nicht die leichte Richtung ist. Anders ist es für die Feldwinkel um  $\varphi_H = 0^\circ$ , wo der Charakter einer schweren Richtung in den Randbereichen sogar noch stärker ausgeprägt ist als im Inneren. Abbildung 2.2(b) zeigt, dass  $N_x$  zu den langen Kanten hin ansteigt und damit das Entmagnetisierungsfeld in  $x$ -Richtung besonders stark werden lässt. Das Resultat ist ein Maximum des Resonanzfeldes für  $\varphi_H = 0^\circ$ , nicht nur für die quasi-uniforme und die Magnonenmoden, sondern auch für die lokalen resonanten Absorptionssignale und die Randmode.

Im Winkelbereich von etwa  $20^\circ < \varphi_H < 70^\circ$  laufen sämtliche Moden sehr eng zusammen oder ihre Intensität verschwindet vollständig. Sie sind sich hier energetisch sehr ähnlich, koppeln untereinander und bilden Hybridmoden aus, die nicht mehr nur einen klaren Charakter aufweisen. Wie sich die konkreten einzelnen Moden dabei verhalten, kann noch nicht vollständig erklärt werden. Sogar die quasi-uniforme Mode verändert sich auf eine sehr komplexe Weise. Beispielhaft ist die in Abbildung 5.8 gezeigte  $M$ -Momentaufnahme bei  $\varphi_H = 30^\circ$ , die zur Hauptmode im für diesen Winkel simulierten Spektrum gehört. Anders als in leichter und schwerer Richtung entspricht sie keiner quasi-uniformen Anregung der Probenmitte, sondern wird von den äußeren Bereichen her dominiert. Ein derartiges Verhalten entzieht sich den einfachen Modellbeschreibungen, wie sie für die Hauptrichtungen genutzt werden können. Um den Einfluss der Formanisotropie auf die Winkelabhängigkeit der Hauptmode zu reduzieren, wird in Abschnitt 5.4 eine quadratische Probe betrachtet. Die Formanisotropie weist hier eine kubische Symmetrie auf, sodass das dynamische Verhalten für  $H$  entlang der Diagonalen leichter vom Einfluss der Hauptrichtungen zu unterscheiden ist.

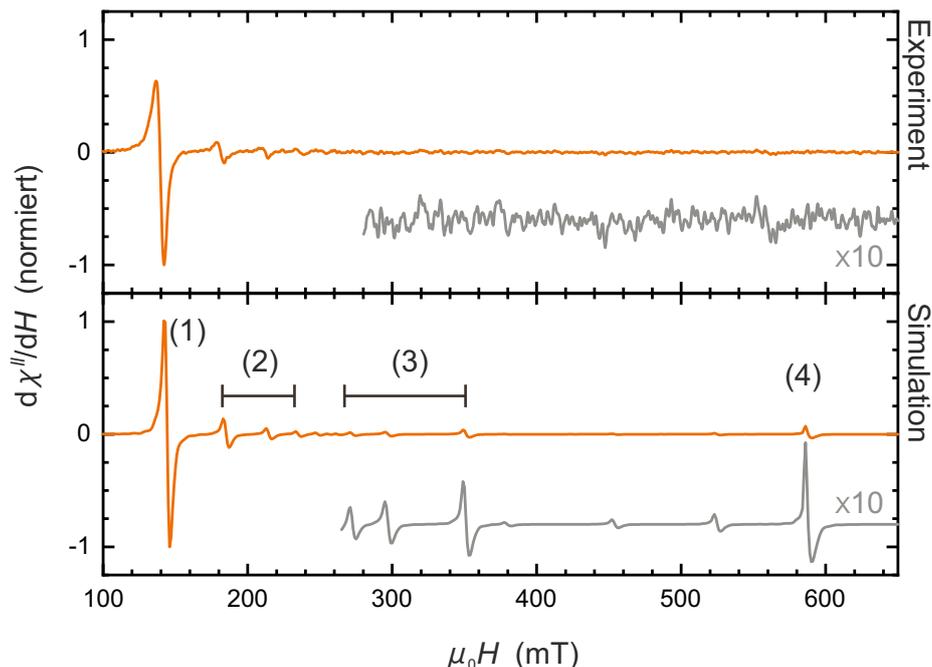


**Abbildung 5.9:** Ergebnisse der FMR-Messung bei  $f = 13,88$  GHz in Abhängigkeit vom azimutalen Winkel  $\varphi_H$  für die kleine Streifenprobe mit den Dimensionen von  $1290 \text{ nm} \times 420 \text{ nm} \times 52 \text{ nm}$ , zusammengefasst in einem Graustufenbild.

## 5.2 Kleine Streifenprobe ohne Kantenschnitte ( $1290 \text{ nm} \times 420 \text{ nm} \times 52 \text{ nm}$ )

Mit Hilfe der kleinen Streifenprobe soll geklärt werden, inwieweit sich die verschiedenen Moden unter Verringerung der lateralen Dimensionen verändern. Für den ungeschnittenen Streifen aus Abbildung 3.2(b) mit den Abmessungen  $1290 \text{ nm} \times 420 \text{ nm} \times 52 \text{ nm}$  sind die FMR-Messergebnisse im Graustufenbild (Abbildung 5.9) zusammengefasst. Obwohl der Füllfaktor des Resonators um den Faktor 10 kleiner und damit das Signal-Rausch-Verhältnis schlechter ist, sind die verschiedenen Moden immer noch sichtbar. Ihr  $\varphi_H$ -abhängiger Verlauf spiegelt analog zur großen Streifenprobe die leichte und die schwere Richtung in der Probenebene wieder, die durch die Formanisotropie vorgegeben werden. Bei  $\varphi_H = 90^\circ$  liegt  $\mathbf{H}$  parallel zur langen Streifenachse an, bei  $\varphi_H = 0^\circ$  und  $\varphi_H = 180^\circ$  parallel zur kurzen. Hier ist am identischen Erscheinungsbild der Spektren die Reproduzierbarkeit der Messdaten direkt erkennbar.

Im Vergleich zu Abbildung 5.1 sind in Abbildung 5.9 weniger Moden vorhanden. Für  $H$  unterhalb der quasi-uniformen Mode ist nur eine DE-Mode erkennbar. Oberhalb der quasi-uniformen Mode gibt es jedoch einige verschiedene Resonanzen, die im Folgenden wieder nach leichter und schwerer Richtung getrennt betrachtet werden. Direkt auffällig



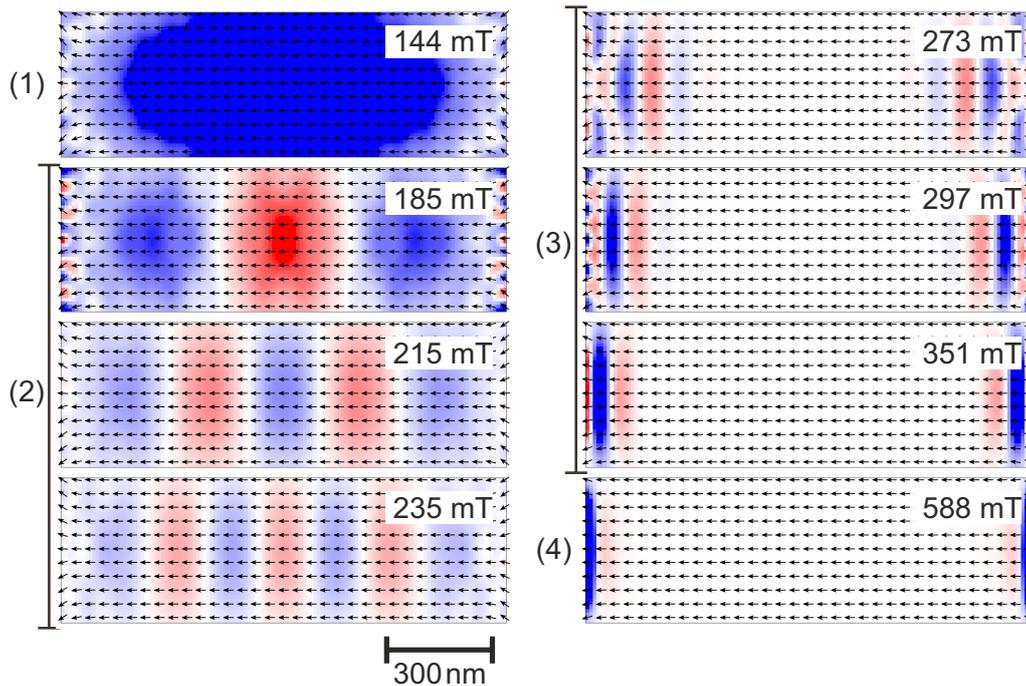
**Abbildung 5.10:** Vergleich der FMR-Spektren aus Messung (oben) und Simulation (unten) für die kleine Streifenprobe mit  $1290 \text{ nm} \times 420 \text{ nm} \times 52 \text{ nm}$  in leichter Richtung ( $\varphi_H = 90^\circ$ ) bei  $f = 13,88 \text{ GHz}$ . Dazu in grau 10-fache Überhöhung des Signals für hohe Felder. Die Nummerierung der Resonanzen ist in Übereinstimmung mit Abbildung 5.11.

ist die mehrfach aufgesplante Randmode, deren Resonanzfeld in der leichten Richtung etwas geringer ist.

Eine bisher nicht erklärbare Mode verläuft von einem Minimum bei  $190 \text{ mT}$  für  $\varphi_H = 0^\circ$  bis hin zu einem Maximum bei  $440 \text{ mT}$  für  $\varphi_H = 90^\circ$ . Die Symmetrieeigenschaften sind damit identisch zur quasi-uniformen Mode, allerdings um genau  $90^\circ$  verschoben. Die Mode könnte durch einen Py-Rest entstehen, der zufällig ebenfalls eine streifenähnliche Form hat und so am Resonator haftet, dass er senkrecht zur Probe ausgerichtet ist.

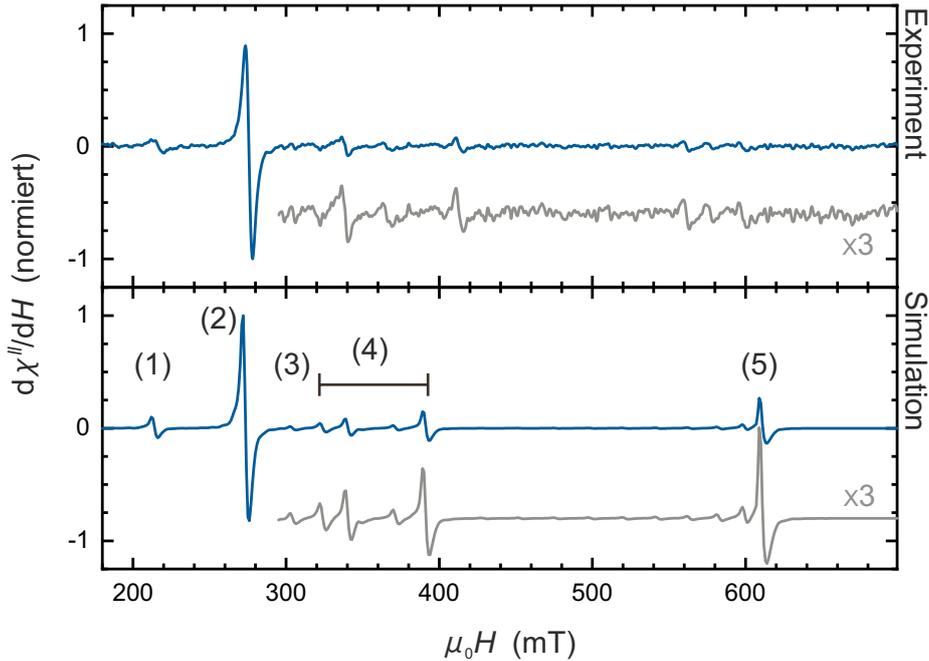
### 5.2.1 Leichte Richtung ( $H$ entlang langer Streifenachse)

Die Abbildung 5.10 zeigt den Vergleich von simuliertem und gemessenem Spektrum für die leichte Richtung. Die quasi-uniforme Mode (1) und die MSBVW (2) sind in Simulation und Messung gleichermaßen analog zur großen Streifenprobe. Die  $M$ -Momentenaufnahmen sind in Abbildung 5.11 gezeigt und bestätigen die Analogie. Die Verringerung des Füllfaktors hat jedoch einen Einfluss auf das gemessene Spektrum. Besonders in dem vergrößert dargestellten Abschnitt wird deutlich, dass kleine Resonanzsignale wie die Randmode (4) und die lokalisierten Resonanzen (3) im Hintergrundrauschen nur noch im gemessenen Spektrum zu erahnen sind, wenn das Graustufenbild und die Simulation zur Orientierung herangezogen werden. Das insgesamt kleine Probenvolumen und der stark örtlich eingeschränkte resonant schwingende Bereich in den Außen- bzw. Randbereichen der kurzen Streifenkanten erzeugen nur ein schwaches Messsignal. In Abbildung 5.11 auf der rech-



**Abbildung 5.11:** Simulierte Momentaufnahmen der lokalen Magnetisierung mit dem jeweiligen Resonanzfeld für die kleine Streifenprobe mit  $1290 \text{ nm} \times 420 \text{ nm} \times 52 \text{ nm}$  in leichter Richtung ( $\varphi_H = 90^\circ$ ) bei  $f = 13,88 \text{ GHz}$ . Die Nummerierung der Resonanzen ist in Übereinstimmung mit Abbildung 5.10.

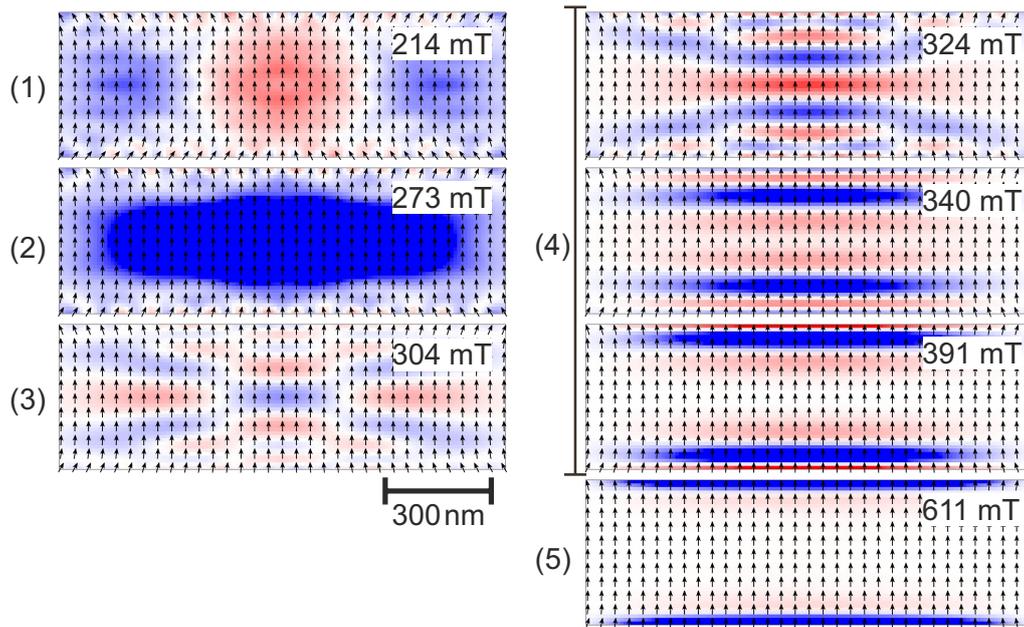
ten Seite sind die dazugehörigen  $M$ -Momentaufnahmen dieses Anregungstyps zu sehen. Die resonante Region bewegt sich mit zunehmendem Feld nach außen, wobei sich auch ihre Intensität erhöht. Die Abstände der Resonanzfelder sind dabei nicht einheitlich, sondern erhöhen sich ebenfalls, je weiter im Außenbereich die verglichenen Moden lokalisiert sind. In dieses Verhalten lässt sich auch die Randmode mit einschließen. Die Intensitätsunterschiede sind im gemessenen Spektrum kaum erkennbar. Eine mögliche Ursache für diesen Unterschied zwischen Simulation und Messung könnte sein, dass es im Experiment keine perfekt quaderförmige Probe und keine idealen, glatten Kanten gibt. Besonders die Randmode wird durch diese Effekte beeinflusst. So ist beispielsweise das Resonanzfeld (5) etwas kleiner als die Simulation vorhersagt, da die Randrauigkeit die Ausrichtung  $\mathbf{M}_{\text{stat}} \parallel \mathbf{H}$  begünstigt und so  $H_s$  herabsetzt. Bei der großen Streifenprobe hat dies weniger Einfluss, da an den entsprechenden Moden wesentlich mehr Momente beteiligt sind, deren Mittelwert weniger störungsempfindlich ist.



**Abbildung 5.12:** Vergleich der FMR-Spektren aus Messung (oben) und Simulation (unten) für die kleine Streifenprobe mit  $1290 \text{ nm} \times 420 \text{ nm} \times 52 \text{ nm}$  in schwerer Richtung ( $\varphi_H = 0^\circ$ ) bei  $f = 13,88 \text{ GHz}$ . Dazu in grau 3-fache Überhöhung des Signals für hohe Felder. Die Nummerierung der Resonanzen ist in Übereinstimmung mit Abbildung 5.13.

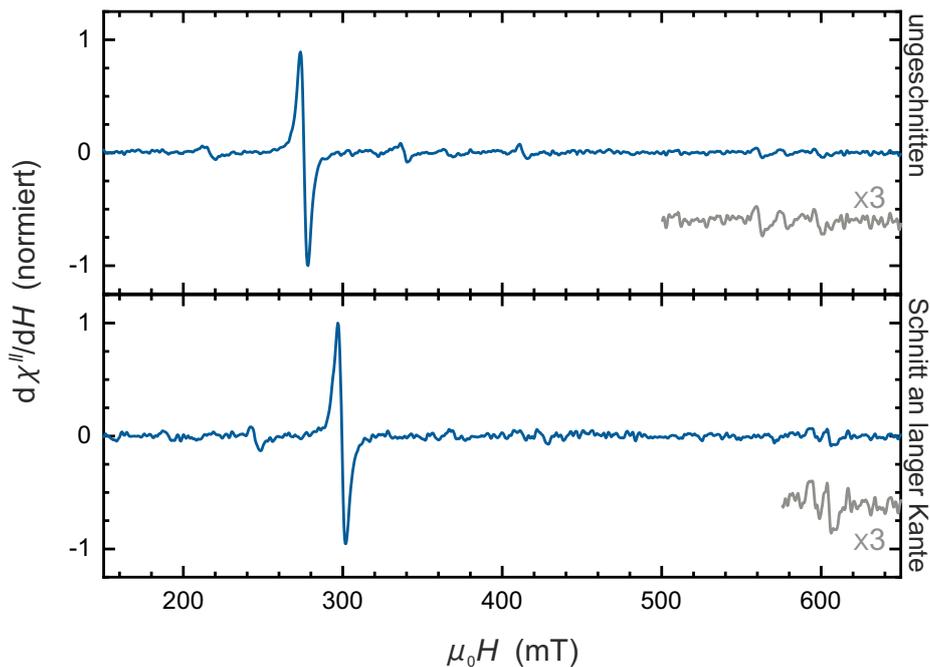
### 5.2.2 Schwere Richtung ( $H$ entlang kurzer Streifenachse)

Trotz des geringen Füllfaktors sind in der schweren Richtung sowohl im gemessenen als auch im simulierten Spektrum in Abbildung 5.12 alle Moden über dem Hintergrundrauschen deutlich erkennbar. Analog zur großen Probe ist die quasi-uniforme Anregung wieder stärker in der Probenmitte lokalisiert, wie in der Momentaufnahme in Abbildung 5.13(2) zu sehen ist. Die DE-Mode (1) hat ebenfalls die bereits beschriebene Erscheinungsform. Die oberhalb der quasi-uniformen Mode erwarteten MSBVW zeigen allerdings nicht das charakteristische Interferenzmuster aus einfarbigen horizontalen Streifen, sondern sie sind überlagert mit einer zusätzlichen Farbumkehr. Vermutlich geht die Entstehung der dafür verantwortlichen  $\mathbf{k} \perp \mathbf{M}_{\text{stat}}$ -Magnonen auf das veränderte Aspektverhältnis der Probengeometrie zurück sowie auf die insgesamt verkleinerten lateralen Abmessungen im Vergleich zum großen Streifen. Die lokalisierten Resonanzabsorptionen in der rechten Spalte von Abbildung 5.13 verdeutlichen die Ursache der verhältnismäßig großen Signalstärke für die Moden (4) und (5). Die Probenabmessungen sind so klein, dass sich der Anteil Randbereiche relativ zum Volumen und im Vergleich zur großen Streifenprobe erhöht hat. Die Mode bei 324 mT zeigt, dass sehr nah an der Probenmitte lokale Resonanzabsorption auftritt. Das vergleichsweise kleine Resonanzfeld von 324 mT liegt sehr nah an der Mode (3) bei 304 mT. Auch hier gibt es Überlagerungen mit  $\mathbf{k} \perp \mathbf{M}_{\text{stat}}$ -Magnonen, die einen zusätzlichen Interferenzeffekt erzeugen.



**Abbildung 5.13:** Simulierte Momentaufnahmen der lokalen Magnetisierung mit dem jeweiligen Resonanzfeld für die kleine Streifenprobe mit  $1290 \text{ nm} \times 420 \text{ nm} \times 52 \text{ nm}$  in schwerer Richtung ( $\varphi_H = 0^\circ$ ) bei  $f = 13,88 \text{ GHz}$ . Die Nummerierung der Resonanzen ist in Übereinstimmung mit Abbildung 5.12.

Die Randmode (5) ist im gemessenen Spektrum mehrfach aufgespalten. Grund hierfür ist die ungleichmäßige Streifenbreite der Probe, die nur im Durchschnitt  $420 \text{ nm}$  beträgt. Tatsächlich ist sie in der Mitte größer und an den Enden kleiner. Daraus resultierend gilt nicht für alle Randmomente eine einheitliche Resonanzbedingung, sondern sie variiert mit der Streifenbreite, sodass mehrere Randmoden auftreten. Damit verteilt sich die Intensität des FMR-Signals auf einen breiteren Bereich.



**Abbildung 5.14:** Vergleich des gemessenen FMR-Spektrums in schwerer Richtung ( $\varphi_H = 0^\circ$ ) bei  $f = 13,88$  GHz für die kleine Streifenprobe aus Abbildung 5.12, ohne Schnitt (oben) und mit einer langen geschnittenen Kante (unten) mit  $1290 \text{ nm} \times 340 \text{ nm} \times 52 \text{ nm}$  bei  $f = 13,86$  GHz. Dazu in grau 3-fache Überhöhung des Signals für hohe Felder im Bereich der Randmode.

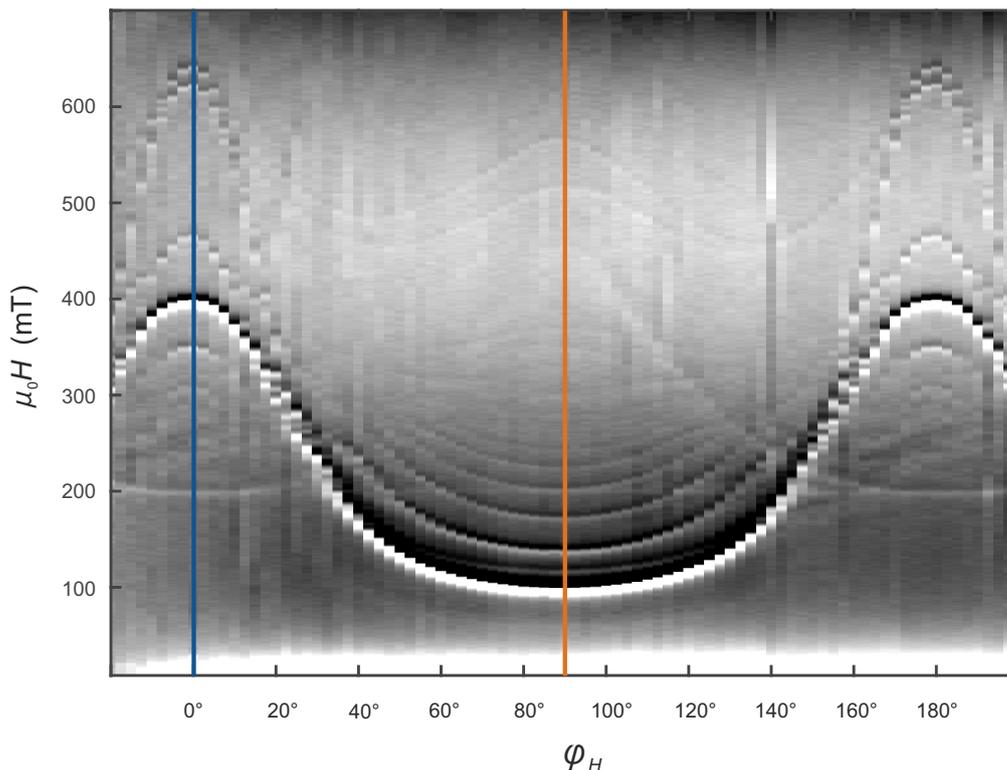
### 5.3 Modifikationen der kleinen Streifenprobe durch Kantenschnitte

Die kleine Streifenprobe aus Abbildung 3.2(b) wurde im Helium-Ionen-Mikroskop (HIM) zunächst nur an einer langen Kante geschnitten. Nach der Untersuchung mit der FMR wurden auch an den übrigen drei Kanten Schnitte durchgeführt, sodass sich die Gesamtgröße erheblich verringert hat. Dabei konnten schrittweise die Veränderungen einzelner Moden beobachtet werden. Die Begradigung der Kanten hat im wesentlichen nur einen Einfluss auf die Randmoden, während die Verringerung der lateralen Dimensionen auch Effekte im Probeninneren mit sich bringt, da sich dadurch die Entmagnetisierungsfaktoren ändern.

#### 5.3.1 Schnitt an einer langen Kante ( $1290 \text{ nm} \times 340 \text{ nm} \times 52 \text{ nm}$ )

Die Probe aus Abbildung 3.2(b) wurde zunächst an einer der langen Kanten im HIM geschnitten, sodass sie um  $80 \text{ nm}$  schmaler geworden ist und nun die Abmessungen  $1290 \text{ nm} \times 340 \text{ nm} \times 52 \text{ nm}$  hat. Das in schwerer Richtung gemessene Spektrum des geschnittenen Streifens ist in Abbildung 5.14 unten als Vergleich mit der ungeschnittenen Probe im oberen Teil des Diagramms dargestellt. Sämtliche Moden sind auch nach dem Schnitt vorhanden und haben sich zu leicht höheren Resonanzfeldern verschoben,

da die Formanisotropie durch die verringerte Breite zugenommen hat. Außerdem ist die Randmode nun in weniger Einzelsignale aufgespalten. Die im HIM geschnittene Kante hat keine Krümmung, sodass an einer der Kanten eine uniforme Resonanzanregung aller Randmomente möglich wird.

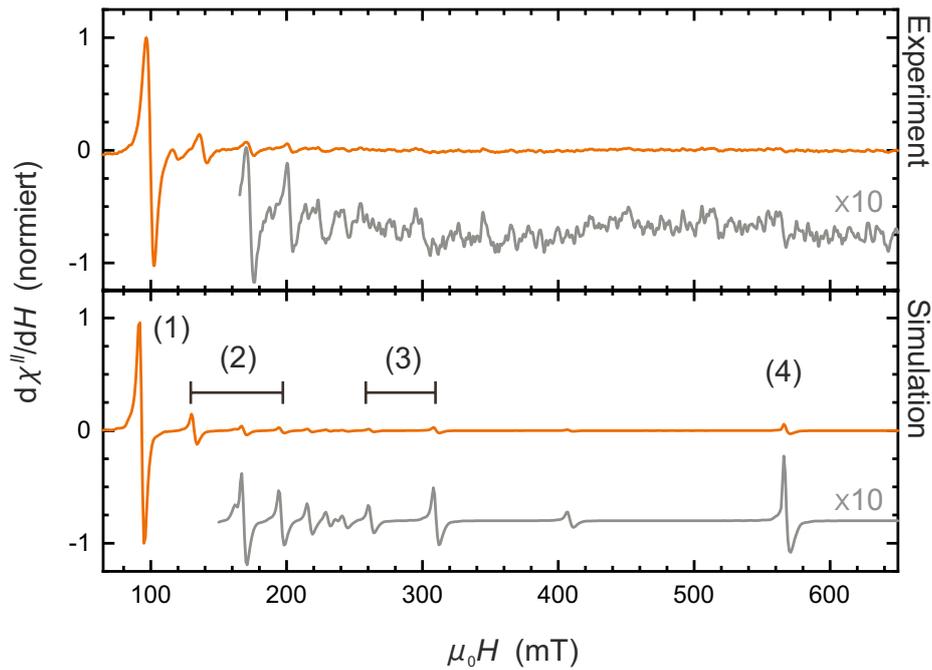


**Abbildung 5.15:** Ergebnisse der FMR-Messung bei  $f = 14,25$  GHz in Abhängigkeit vom azimutalen Winkel  $\varphi_H$  für die vierfach geschnittene kleine Streifenprobe mit  $1180 \text{ nm} \times 180 \text{ nm} \times 52 \text{ nm}$ , zusammengefasst in einem Graustufenbild.

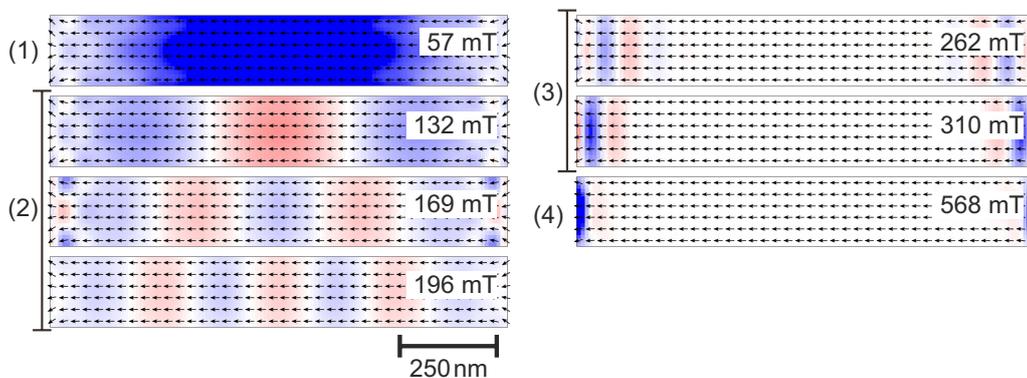
### 5.3.2 Vier geschnittene Kanten ( $1180 \text{ nm} \times 180 \text{ nm} \times 52 \text{ nm}$ )

Mit den weiteren HIM-Schnitten an den verbleibenden drei Kanten wurde die Probe auf  $1180 \text{ nm} \times 180 \text{ nm} \times 52 \text{ nm}$  verkleinert. Die danach durchgeführte winkelabhängige FMR-Messung liefert das in Abbildung 5.15 gezeigte Ergebnis. Im Vergleich zu Abbildung 5.9 haben sich aufgrund der Formanisotropieänderung die Resonanzfelder sämtlicher Moden in schwerer Richtung erhöht und in leichter Richtung verringert. Außerdem ist für  $\varphi_H \approx 0^\circ$  eine zweite DE-Mode sichtbar geworden und die Randmode ist nur noch in zwei Einzelsignale aufgespalten, da beide langen Kanten in der  $x$ - $y$ -Ebene keine Krümmung mehr haben. Deutlich schwächere Intensität hat jetzt die Randmode in leichter Richtung. Der Streifen ist jetzt sehr schmal, sodass an den kurzen Seiten nur noch wenige Momente zum Signal beitragen können. Dass die Mode wiederum aufgespalten ist, zeigt den gravierenden Einfluss der Randbeschaffenheit. Die Schnitte an den gegenüberliegenden Kanten sind offenbar nicht genau gleich gelungen. Der Unterschied des Resonanzfeldes zwischen leichter und schwerer Richtung ist auch hier im Vergleich zu Abbildung 5.9 deutlich erhöht.

Die zusätzliche Mode mit um  $90^\circ$  verschobener Winkelabhängigkeit hat sich durch die höhere Messfrequenz insgesamt um  $10 \text{ mT}$  zu höheren Feldern verschoben, der Unter-



**Abbildung 5.16:** Vergleich der FMR-Spektren aus Messung (oben) und Simulation (unten) für die vierfach geschnittene kleine Streifenprobe mit  $1180 \text{ nm} \times 180 \text{ nm} \times 52 \text{ nm}$  in leichter Richtung ( $\varphi_H = 90^\circ$ ) bei  $f = 14,25 \text{ GHz}$ . Dazu in grau 10-fache Überhöhung des Signals für hohe Felder. Die Nummerierung der Resonanzen ist in Übereinstimmung mit Abbildung 5.17.



**Abbildung 5.17:** Simulierte Momentaufnahmen der lokalen Magnetisierung mit dem jeweiligen Resonanzfeld für die vierfach geschnittene kleine Streifenprobe mit  $1180 \text{ nm} \times 180 \text{ nm} \times 52 \text{ nm}$  in leichter Richtung ( $\varphi_H = 90^\circ$ ) bei  $f = 14,25 \text{ GHz}$ . Halbierter Kontrast der in Abbildung 4.3 definierten  $m_z$ -Farbskala. Die Nummerierung der Resonanzen ist in Übereinstimmung mit Abbildung 5.16.

schied zwischen leichter und schwerer Richtung ist dabei unverändert geblieben. Dies würde ebenfalls für einen am Resonator haftenden Py-Rest sprechen, der von den Schnitten nicht beeinflusst wurde. Zusätzlich tritt in Abbildung 5.15 eine winkelunabhängige Mode bei 200 mT auf. Während der Schnitte kommt es zum Teil zur Redeposition des von der Probe entfernten Materials, das nun eine filmartige FMR-Mode mit konstantem Resonanzfeld erzeugt.

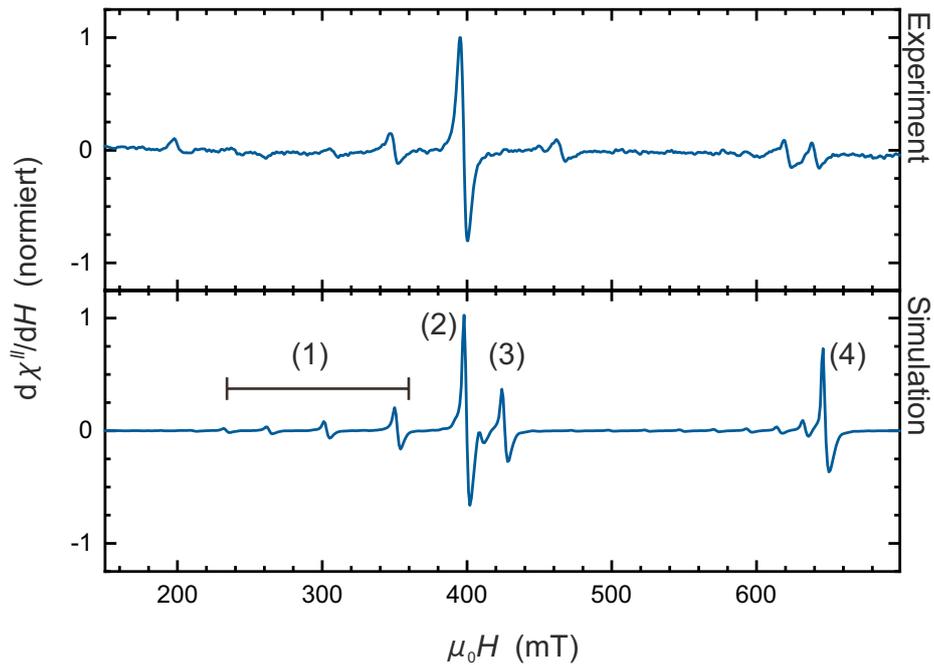
### **Leichte Richtung ( $H$ entlang langer Streifenachse)**

Der Aufbau des Spektrum der leichten Richtung in Abbildung 5.16 hat sich in der Simulation kaum durch die Schnitte verändert. Mithilfe der Abbildung 5.17 können die quasi-uniforme Mode (1) und die MSBVW (2) identifiziert werden sowie in der rechten Spalte die lokalisierten Resonanzanregungen (3) bis hin zur Randmode (4). In der Messung sind die Signale (3) und (4) jetzt etwas deutlicher vom Hintergrundrauschen zu unterscheiden. Glatte Kanten sind bei der FMR-Untersuchung kleiner Proben von besonderer Bedeutung, da über wenige Momente gemittelt wird und daher das Messergebnis durch Unregelmäßigkeiten stark beeinflusst wird. Desweiteren ist die Auslenkung der  $\mu_i$  bei ihrer Präzessionsbewegung größer geworden. Die  $x$ -Ausdehnung der Probe ist nun im Bereich der Py-Dicke, sodass  $N_z$  und  $N_x$  in einer ähnlichen Größenordnung liegen. Die magnetischen Momente lassen sich nun wesentlich leichter in  $z$ -Richtung auslenken als vor den HIM-Schnitten. In Folge dessen ist in den  $M$ -Momentaufnahmen in Abbildung 5.17 der Kontrast halbiert, um dem größeren  $m_z$  gerecht zu werden.

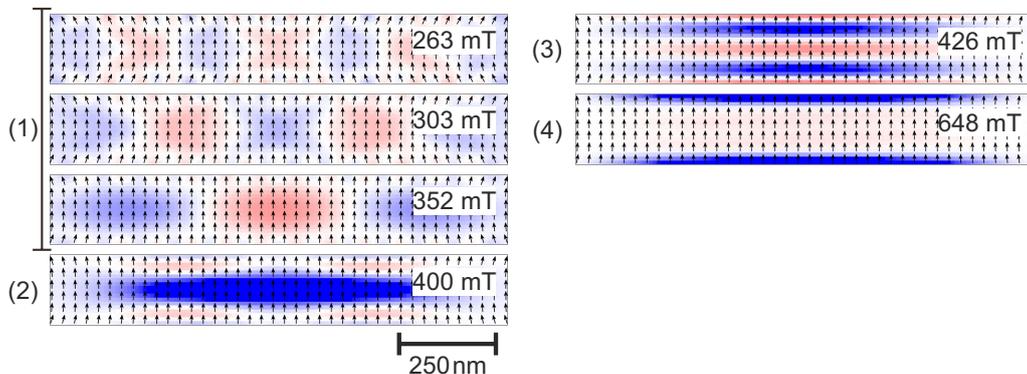
Hier wird die hervorragende Sensitivität des FMR-Messaufbaus besonders deutlich. Beispielsweise sind beide Anteile der aufgespaltenen Randmode im Graustufenbild klar erkennbar und lassen sich auch im Spektrum identifizieren. Anhand der  $M$ -Momentaufnahme in Abbildung 5.17(4) kann das zum Signal beitragende Volumen der Randmode abgeschätzt werden. Die dunkel blau gefärbten Zellen an jeweils einem Rand ergeben ein Volumen von etwa  $200\,000\text{ nm}^3$ , was einem Würfel von ca. 58 nm Kantenlänge entsprechen würde.

### **Schwere Richtung ( $H$ entlang kurzer Streifenachse)**

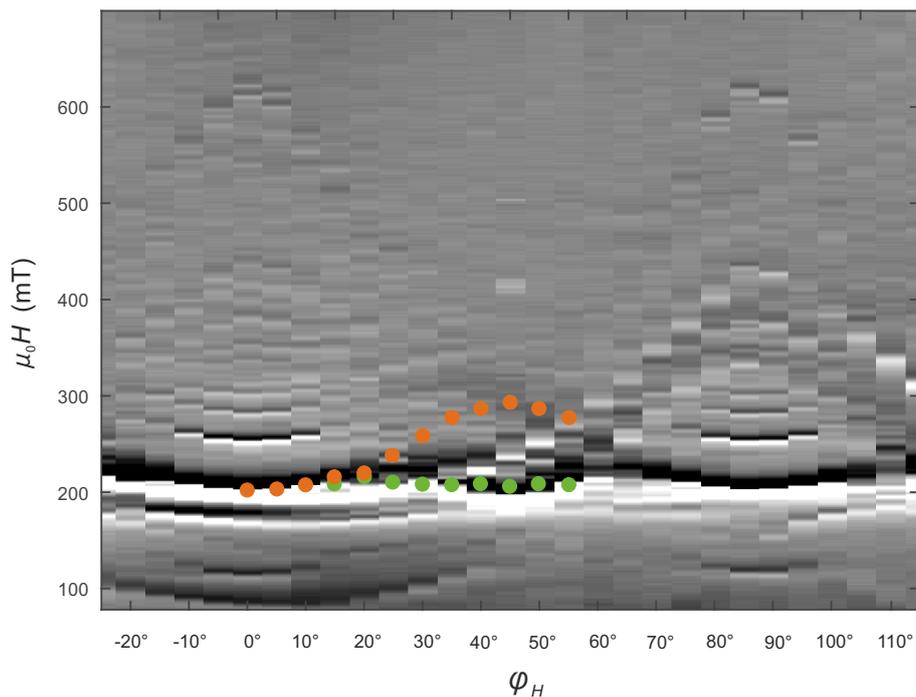
Der Einfluss der sehr kleinen Probenbreite sollte in den Spektren der schweren Richtung noch gravierendere Auswirkungen haben als in der leichten. Die Momente an den langen Kanten bilden nun tatsächlich einen großen Anteil der Gesamtprobe. Tatsächlich spiegelt sich dieses Verhältnis im simulierten Spektrum in Abbildung 5.18 wieder. Die Randmode (4) hat hier nahezu die gleiche Intensität wie die quasi-uniforme Mode (2). Auch im gemessenen Spektrum gibt es eine zwar aufgesplattene aber jeweils starke Randmode. Zwischen dieser und der Hauptmode wird nur ein weiteres Signal mit ähnlicher Intensität gemessen. Die Simulation zeigt in Abbildung 5.19(3), dass es sich um eine lokalisierte Resonanzanregung handelt. MSBVW können nicht beobachtet werden. Allerdings sind im gemessenen Spektrum - wie schon in in der Graustufenübersicht - zwei DE-Moden erkennbar und in den Momentaufnahmen (1) identifizierbar. Genauso wie in der leichten Richtung wäre die Farbskala auch hier durch die starke  $m_z$ -Auslenkung ohne eine Halbierung des Kontrastes übersteuert.



**Abbildung 5.18:** Vergleich der FMR-Spektren aus Messung (oben) und Simulation (unten) für die vierfach geschnittene kleine Streifenprobe mit  $1180 \text{ nm} \times 180 \text{ nm} \times 52 \text{ nm}$  in schwerer Richtung ( $\varphi_H = 0^\circ$ ) bei  $f = 14,25 \text{ GHz}$ . Die Nummerierung der Resonanzen ist in Übereinstimmung mit Abbildung 5.19.



**Abbildung 5.19:** Simulierte Momentaufnahmen der lokalen Magnetisierung mit dem jeweiligen Resonanzfeld für die vierfach geschnittene kleine Streifenprobe mit  $1180 \text{ nm} \times 180 \text{ nm} \times 52 \text{ nm}$  in schwerer Richtung ( $\varphi_H = 0^\circ$ ) bei  $f = 14,25 \text{ GHz}$ . Halbierter Kontrast der in Abbildung 4.3 definierten  $m_z$ -Farbskala. Die Nummerierung der Resonanzen ist in Übereinstimmung mit Abbildung 5.18.



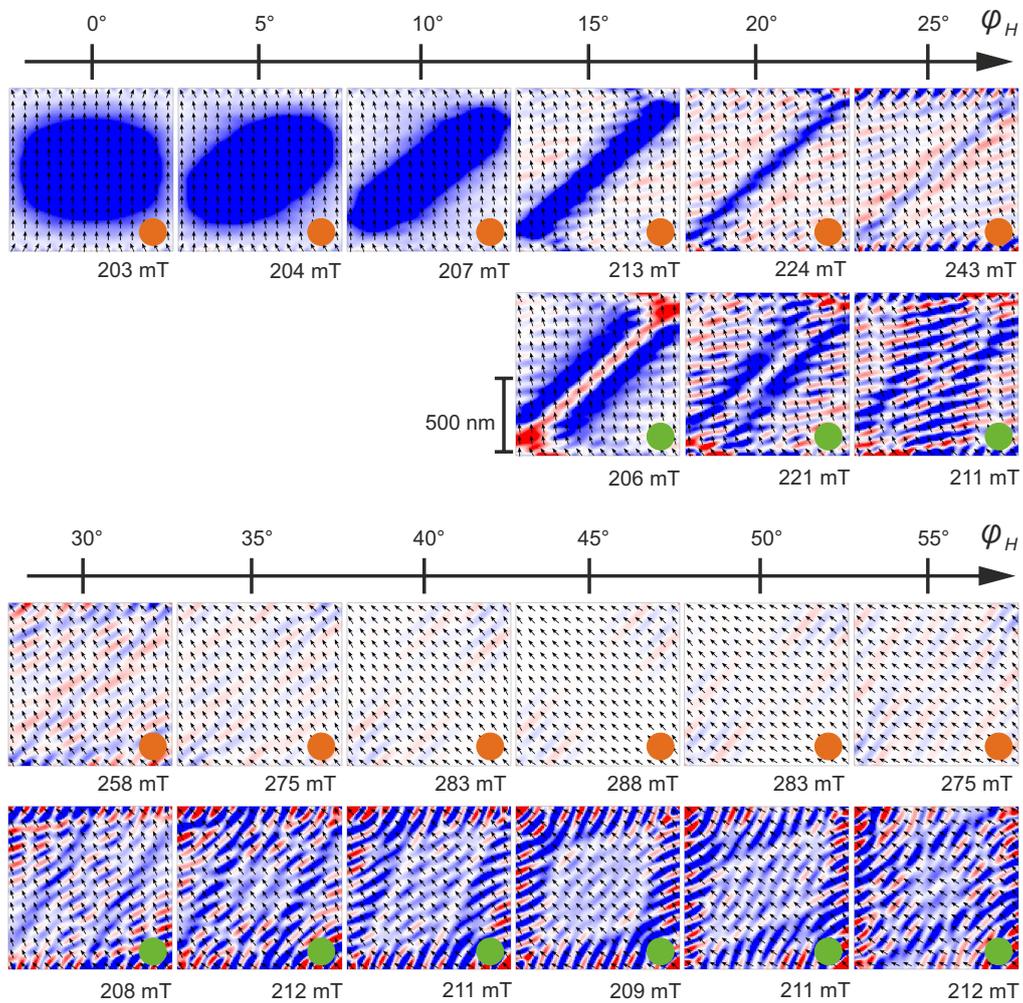
**Abbildung 5.20:** Ergebnisse der FMR-Messung bei  $f = 13,98$  GHz in Abhängigkeit vom azimutalen Winkel  $\varphi_H$  für die quadratische Probe mit  $1100 \text{ nm} \times 1100 \text{ nm} \times 50 \text{ nm}$ , zusammengefasst in einem Graustufenbild. In orange der Verlauf der quasi-uniformen Mode, in grün der Verlauf der Hauptmode aus der Simulation. Die Abbildung 5.21 zeigt die dazugehörigen  $M$ -Momentaufnahmen.

#### 5.4 Quadratische Probe (1100 nm Kantenlänge)

An der quadratischen Probe aus Abbildung 3.2(c) wurde die Winkelabhängigkeit der quasi-uniformen Mode untersucht. Die in Abbildung 5.20 dargestellte FMR-Messung spiegelt die vierzählige Symmetrie der Probengeometrie wieder. Bei  $\varphi_H = 0^\circ$  und  $\varphi_H = 90^\circ$  steht  $\mathbf{H}$  jeweils parallel bzw. senkrecht zu den Kanten des Quadrates. Hier sind quasi-uniforme Mode, Rand- und Spinwellenmoden sowie lokale Resonanzen analog zu den Streifenhauptachsen zu erkennen. Um  $\varphi_H = 45^\circ$  kann der Verlauf der einzelnen Resonanzlinien im Graustufenbild nicht eindeutig nachvollzogen werden. Ausgehend von  $\varphi_H = 0^\circ$  wird speziell die Entwicklung der quasi-uniformen Mode verfolgt. Dazu wird für jeden betrachteten Winkel ein Spektrum simuliert und anhand der  $M$ -Momentaufnahmen das Feld bestimmt, bei welchem  $m_z$  am ehesten dem erwarteten Bild entspricht, und mit orangenen Punkten im Graustufenbild der Messung eingetragen. Die jeweilige Wahl ist in Abbildung 5.21 in den oberen Zeilen zu sehen. Die grünen Punkte markieren zusätzlich das  $H$ , an dem die Mode mit der größten Signalstärke im simulierten Spektrum auftritt. Die dazugehörigen  $M$ -Momentaufnahmen bilden die unteren Zeilen von Abbildung 5.21. Bis  $\varphi_H = 20^\circ$  unterscheiden sich die orangenen und grünen Punkte maximal um 10 mT und liegen bei dem  $H$ , an dem auch in der Messung die Mode mit der größten Intensität zu finden ist.

Ab  $\varphi_H = 25^\circ$  trennen sich die orangen Punkte von den grünen und nähern sich einem Maximum von ca. 290 mT bei  $\varphi_H = 45^\circ$  an. Während sich die grünen Punkte weiterhin in etwa konstant bei etwa 210 mT und identisch mit der größten gemessenen Amplitude bewegen, können in der Nähe der orangen Punkte keine deutlichen Signale identifiziert werden. Die Abbildung 5.21 zeigt, dass die quasi-uniforme Mode einen immer enger lokalisierten Bereich ausfüllt und ab  $\varphi_H = 15^\circ$  sehr an Intensität verliert, bis sie im Bereich  $40^\circ \leq \varphi_H \leq 50^\circ$  kaum noch zu erahnen ist. In der Messung kann die quasi-uniforme Mode daher nicht mehr beobachtet werden. Die grün markierten  $M$ -Momentaufnahmen weisen dagegen kräftige Farbkontraste über einen Großteil des Probenvolumens auf. Bis hin zu  $\varphi_H = 45^\circ$  entwickelt sich ein Interferenzmuster, das aus sich überlagernden Kreiswellen zu entstehen scheint, die von zwei diagonal gegenüberliegenden Ecken ausgehen. In der Probenmitte bildet sich ein Bereich mit blasseren Farben aus. Dieses Verhalten wurde bereits für die große Streifenprobe in Abbildung 5.8 festgestellt und kann hier am Quadrat besser erklärt werden. Bei  $\varphi_H = 45^\circ$  ist das gesamte Interferenzmuster achsensymmetrisch zu der zu  $\mathbf{H}$  parallelen Diagonalen. Anders als für  $\varphi_H = 0^\circ$  sind nun die Momente der linken oberen und rechten unteren Ecken genau wie die Probenmitte parallel zu  $\mathbf{H}$  ausgerichtet. Diese beiden Ecken sind in Resonanz, sodass sich von ihnen ausgehend Spinwellen über das gesamte Probenvolumen ausbreiten und mit den entgegenkommenden konstruktiv interferieren. Vermutlich wird im Zentrum der Probe eine weitere Mode angeregt, die sich mit dem Interferenzmuster überlagert. So könnte die stark verminderte Farbintensität im Probeninneren erklärt werden. Für  $\varphi_H < 45^\circ$  geht die Achsensymmetrie des Interferenzmusters zur Diagonalen verloren. Die „Quelle“ der Kreiswellen dehnt sich über die Kanten aus, bis er bei  $\varphi_H \leq 25^\circ$  nicht mehr klar identifiziert werden kann. Stattdessen bilden sich zwei resonante Bereiche im Probeninneren aus, die jedoch nicht am Ort der quasi-uniformen Mode lokalisiert sind.

Die winkelabhängige Betrachtung der quasi-uniformen Mode am Quadrat verdeutlicht, dass Randeffekte einen gravierenden Einfluss auf die Magnetisierungsdynamik der gesamten Probe haben. Noch längst nicht sind die Modenverläufe im Diagonalebereich vollständig erklärbar.



**Abbildung 5.21:** Simulierte Momentaufnahmen der lokalen Magnetisierung mit dem jeweiligen Resonanzfeld für die quadratische Probe mit  $1100 \text{ nm} \times 1100 \text{ nm} \times 50 \text{ nm}$  in  $\varphi_H$ -Abhängigkeit bei  $f = 13,98 \text{ GHz}$ . Die Markierung der Resonanzen ist in Übereinstimmung mit Abbildung 5.20 mit orangenen Punkten für die quasi-uniforme Mode und mit grünen Punkten für die Mode mit der jeweils größten Signalstärke.

## 6 Zusammenfassung

Die meisten der eingangs aufgeworfenen Fragestellungen dieser Arbeit konnten Dank der FMR-Messungen mit Mikroresonatoren in Kombination mit quantitativ überwiegend übereinstimmenden OOMMF-Simulationen beantwortet werden. Die Spektren der leichten und schweren Richtung reproduzieren dabei zunächst bisherige Ergebnisse der Literatur [13, 14], mit Abweichungen durch Material- und Größenunterschiede. Neben einer quasi-uniformen Mode werden zwei Arten von Spinwellenmoden beobachtet: *Damon-Eshbach-Magnonen* mit  $\mathbf{k} \perp \mathbf{M}_{\text{stat}}$  bei Resonanzfeldern oberhalb der quasi-uniformen Mode und *Magnetostatic backward volume waves* mit  $\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}_{\text{stat}}$  unterhalb. Die simulierten Interferenzmuster haben jedoch nicht den in der Literatur bislang angenommenen stehenden Charakter. Im Gegenteil, die Zeitentwicklung der OOMMF-Simulationen zeigt eindeutig die Verschiebung der resonanten Bereiche innerhalb des Mikrostreifens während der Zeit einer Anregungsperiode. Diese Entdeckung wirft ein neues Licht auf die resonanten Zustände in Nanostrukturen und deren zeitliche Entwicklung. Hier können zeitaufgelöste Messtechniken zu einem besseren Verständnis beitragen. So kann beispielsweise mit Rasterröntgenmikroskopie (STXM) der propagierende Charakter der Magnonen-Interferenzmuster sichtbar gemacht werden, sodass die OOMMF-Zeitentwicklungssimulationen auch experimentell bestätigt werden können.

Desweiteren konnten lokalisierte Resonanzanregungen identifiziert werden sowie die Randmode. Bei Verringerung der Probendimensionen wird schon bei 420 nm deutlich, dass die Randeffekte Einfluss auf das Probenvolumen haben. Unterhalb der in der Literatur [4] angegebenen 200 nm konnte bestätigt werden, dass die Randmodenintensität nun mit der quasi-uniformen Mode vergleichbar ist. Typische Spinwellenmoden mit Magnonenpropagation über diese kurze Kantenlänge existieren nicht mehr.

Die Studie der Randmoden zeigt, dass feinste Unterschiede zwischen gegenüberliegenden Kanten zu einer Aufspaltung führt. Einen weiteren Beitrag hierzu liefert eine Kantenkrümmung in der Substratebene. Durch HIM-Schnitte können die Kanten begradigt und der zuletzt genannte Effekt behoben werden. Gleichzeitig wird an der vierfach geschnittenen kleinen Probe die Genauigkeit und Sensitivität des FMR-Messaufbaus deutlich, da sogar die an den 180 nm kurzen Kanten lokalisierte Randmode trotz Aufspaltung noch immer gegenüber dem Rauschen hervortritt. Hier trägt zu jeder Einzelmode ein Probenvolumen von etwa  $200\,000\text{ nm}^3$  zum Signal bei, was einem Würfel von ca. 58 nm Kantenlänge entspricht.

Bei der winkelabhängigen Betrachtung der Modenverläufe wurde die Komplexität der Effekte deutlich, die das Verhalten des Systems bestimmen. Trotz Beschränkung auf den Symmetriefall unter Verwendung einer quadratischen Probe konnte nicht einmal das Verhalten der quasi-uniformen Mode durchgehend erklärt werden. Bei einem externen Feld entlang der Diagonalen verschwindet ihre Intensität zu Gunsten eines Interferenzmusters, dass aus Magnonen entsteht, die von den Ecken entlang der Felddiagonalen ausgehen und

sich kreisförmig fast über die gesamte Probe ausbreiten. Die Untersuchung von Spektren, die bei externen Feldwinkeln außerhalb der Hauptrichtungen gemessen sind, kann in weiterführenden Projekten fortgesetzt werden.

So könnte der lokalisierte Charakter einzelner Moden weiterführend mit Brillouin-Lichtstreuung (BLS) überprüft werden. Diese Technik ermöglicht im Gegensatz zur FMR eine lokale Anregung von Magnonen, allerdings ist durch die optische Detektion von Einzelphotonen die Messzeit deutlich länger.

# Literaturverzeichnis

- [1] K. Wagner, A. Kákay, K. Schultheiss, A. Henschke, T. Sebastian, H. Schultheiss, „*Magnetic domain walls as reconfigurable spin-wave nanochannels*“, *Nature Nanotechnology* **11**, 432 (2016)
- [2] R. P. Cowburn, „*Property variation with shape in magnetic nanoelements*“, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **33**, R1 (2000)
- [3] Z. K. Wang, M. H. Kuok, S. C. Ng, D. J. Lockwood, M. G. Cottam, K. Nielsch, R. B. Wehrspohn, U. Gösele, „*Spin-Wave Quantization in Ferromagnetic Nickel Nanowires*“, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 027201 (2002)
- [4] V. V. Kruglyak, P. S. Keatley, R. J. Hicken, J. R. Childress, J. A. Katine, „*Time resolved studies of edge modes in magnetic nanoelements (invited)*“, *J. Appl. Phys.* **99**, 08F306 (2006)
- [5] B. B. Maranville, R. D. McMichael, D. W. Abraham, „*Variation of thin film edge magnetic properties with patterning process conditions in Ni<sub>80</sub>Fe<sub>20</sub> stripes*“, *Appl. Phys. Lett.* **90**, 232504 (2007)
- [6] R. D. McMichael, B. B. Maranville, „*Edge saturation fields and dynamic edge modes in ideal and nonideal magnetic film edges*“, *Phys. Rev. B* **74**, 024424 (2006)
- [7] K. Lenz, S. Stienen, T. Schneider, G. Hlawacek, A. Oelschlägel, R. Narkowicz, R. Hübner, M. Lenz, J. Fassbender, J. Lindner, „*Tuning edge mode resonances in single permalloy microstrips*“, *In Vorbereitung* ()
- [8] R. W. Damon, J. R. Eshbach, „*Magnetostatic Modes of a Ferromagnetic Slab*“, *J. Appl. Phys.* **31**, S104 (1960)
- [9] B. A. Kalinikos, A. N. Slavin, „*Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions*“ **19**, 7013 (1986)
- [10] S. Tamaru, J. A. Brain, R. J. M. van de Veerdonk, T. M. Crawford, M. Covington, M. H. Kryder, „*Imaging of quantized magnetostatic modes using spatially resolved ferromagnetic resonance*“, *J. Appl. Phys.* **91**, 8034 (2002)
- [11] F. Guo, L. M. Belova, R. D. McMichael, „*Spectroscopy and Imaging of Edge Modes in Permalloy Nanodisks*“, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 017601 (2013)
- [12] Z. Duan, I. N. Krivorotov, R. E. Arias, N. Reckers, S. Stienen, J. Lindner, „*Spin wave eigenmodes in transversely magnetized thin film ferromagnetic wires*“, *Phys. Rev. B* **92**, 104424 (2015)

- [13] C. Schoeppner, K. Wagner, S. Stienen, R. Meckenstock, M. Farle, R. Narkowicz, D. Suter, J. Lindner, „*Angular dependent ferromagnetic resonance analysis in a single micron sized cobalt stripe*“ **116**, 033913 (2014)
- [14] A. Banholzer, R. Narkowicz, C. Hassel, R. Meckenstock, S. Stienen, O. Posth, D. Suter, M. Farle, J. Lindner, „*Visualization of spin dynamics in single nanosized magnetic elements*“, *Nanotechnology* **22**, 295713 (2011)
- [15] T. Thomson, „*Metallic Films for Electronic, Optical and Magnetic Applications*“, Woodhead Publishing, Cambridge, Edited by K. Barmale, K. Coffey (2014)
- [16] R. C. O’Handley, „*Encyclopedia of Physical Science and Technology*“, Academic Press Cambridge, 3. Aufl. (2003)
- [17] D. Markó, T. Strache, K. Lenz, J. Fassbender, R. Kaltofen, „*Determination of the saturation magnetization of ion irradiated Py/Ta samples using polar magneto-optical Kerr effect and ferromagnetic resonance*“, *Appl. Phys. Lett.* **96**, 022503 (2010)
- [18] A. Goldmann, „*Handbook of modern ferromagnetic materials*“, Springer Science+Business Media New York (1999)
- [19] B. D. Cullity, C. D. Graham, „*Introduction to Magnetic Materials*“, IEEE Press, Wiley (2009)
- [20] K. Lenz, „*Magnetische Anisotropie und Dämpfungsmechanismen in ultradünnen 3d-Ferromagneten: eine FMR- Studie*“, Doktorarbeit, Freie Universität Berlin (2005)
- [21] N. A. Spaldin, „*Magnetic Materials*“, Cambridge University Press, Cambridge (2011)
- [22] A. Aharoni, „*Introduction to the Theory of Ferromagnetism*“, Oxford University Press, Oxford New York (1996)
- [23] S. Stienen, „*Spin-dynamik und -manipulation an nanostrukturierten Systemen in Simulation und Experiment*“, Doktorarbeit, Universität Duisburg-Essen (2013)
- [24] L. Landau, E. Lifshitz, „*On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies*“, *Phys. Zeitschr. der Sow.* **8**, 153 (1935)
- [25] M. Körner, „*Morphology-Induced Magnetic Phenomena Studied by Broadband Ferromagnetic Resonance*“, Doktorarbeit, Technische Universität Dresden (2013)
- [26] L. Baselgia, M. Warden, F. Waldner, S. L. Hutton, J. E. Drumheller, Y. Q. He, P. E. Wigen, M. Marysko, „*Derivation of the resonance frequency from the free energy of ferromagnets*“, *Phys. Rev. B* **38**, 2237 (1988)
- [27] K. Lenz, R. Narkowicz, K. Wagner, C. F. Reiche, J. Körner, T. Schneider, A. Kákay, H. Schultheiss, U. Weissker, D. Wolf, D. Suter, B. Büchner, J. Fassbender, T. Mühl, J. Lindner, „*Magnetization Dynamics of an Individual Single-Crystalline Fe-Filled Carbon Nanotube*“, *Small* **15**, 1904315 (2019)

- [28] R. Narkowicz, D. Suter, I. Niemeyer, „*Scaling of sensitivity and efficiency in planar microresonators for electron spin resonance*“, *Rev. Sci. Instrum.* **79**, 084702 (2008)
- [29] H. Mahdjour, W. G. Clark, K. Baberschke, „*High-sensitivity broadband microwave spectroscopy with small nonresonant coils*“, *Rev. Sci. Instrum.* **57**, 1100 (1986)
- [30] H. Cansever, „*Spin-transfer Torque Induced by Thermal Gradients in Magnetic Tunnel Junctions Investigated Using Micro Cavity Ferromagnetic Resonance*“, Doktorarbeit, Technische Universität Dresden (2018)
- [31] M. S. Hossain, M. S. Hussain, „*A Comparative Analysis between Homodyne and Heterodyne Receiver Architecture*“, *Manarat International University Studies* **2**, 152 (2011)
- [32] C. P. Poole, „*Electron Spin Resonance*“, Interscience Publishers, New York London Sydney (1967)
- [33] Object Oriented MicroMagnetic Framework (OOMMF), National Institute of Standards and Technology, „*User’s Guide*“, <http://math.nist.gov/oommf/doc/> (2019)
- [34] K. Wagner, S. Stienen, M. Farle, „*Continuous wave approach for simulating Ferromagnetic Resonance in nanosized elements*“, *arXiv:1506.05292 [physics.comp-ph]* (2016)
- [35] V. E. Demidov, S. Demokritov, „*Magnonic Waveguides Studied by Microfocus Brillouin Light Scattering*“, *IEEE Transactions on Magnetics* **51**, 0800215 (2015)
- [36] P. Clausen, K. Vogt, H. Schultheiss, S. Schäfer, B. Obry, G. Wolf, P. Pirro, B. Leven, B. Hillebrands, „*Mode conversion by symmetry breaking of propagating spin waves*“, *Appl. Phys. Lett.* **99**, 162505 (2011)



# Danksagung

Vielen Dank an Prof. Dr. Jürgen Faßbender und Prof. Dr. Olav Hellwig für Betreuung und Begutachtung meiner Masterarbeit sowie für die Flexibilität in Zeiten der strengen Regelungen zur Eindämmung der Corona-Pandemie.

Zum Gelingen dieser Arbeit haben eine Vielzahl Kollegen beigetragen. Dieses kleine Kapitel ist dem Ziel gewidmet, meiner Dankbarkeit Ausdruck zu verleihen. In der Abteilung Magnetismus bin ich an wahre Experten der FMR-Streifenphysik geraten. Viele Jahre schon verfolgen Dr. Jürgen Lindner, Dr. Kilian Lenz, Dr. Sven Stienen und Dr. Attila Kákay diese Thematik und werden durch Dr. Rysard Narkovic mit der Herstellung und Optimierung der Mikroresonatoren und Messaufbauten ergänzt. Zahlreiche Projekte, Kooperationen, Doktor- und Masterarbeiten zeugen von der Komplexität der Möglichkeiten der FMR. Hier am HZDR habe ich das große Glück bei der Diskussion von all den gesammelten Erkenntnissen dabei zu sein, die fertigen Mikroresonatoren aus erster Hand zu bekommen und eine hochpräzise Messanlage benutzen zu dürfen. Ich hoffe sehr, dass ich in meiner Zeit einen kleinen Beitrag zum weiteren Verständnis leisten konnte und so dieser eifrigen und zugleich ausgesprochen freundlichen Forschergruppe meine Faszination und Wertschätzung vermitteln konnte.

Beim Simulieren mit OOMMF stand mir Dr. Sven Stienen hilfsbereit und vor allem diskussionsbegeistert zur Seite. Zahlreiche Interpretationen und neue Betrachtungsweisen haben ihre Wurzeln in lebhaften Debatten über die Simulationsergebnisse.

Die unterhaltsamen gemeinsamen Gruppentreffen von FWIN- $\chi$  unter Dr. Kay Potzger sind stets den Besuch Wert. In entspannter Atmosphäre entstehen immer wieder neue Ideen der Zusammenarbeit. Außerdem gibt es Vorträge aus verschiedenen Themengebieten, um die Meinung der Kollegen einzuholen und umgekehrt ihre Spezialgebiete kennenzulernen.

Die Abteilung Skalierungsphänomene hat mir die Probenherstellung ermöglicht. Alle Arbeitsschritte vom Belacken im Reinraum über die Elektronenstrahlolithographie, das Bedampfen bis hin zum Lift-off durfte ich selbst durchführen. Es war eine spannende Erfahrung, die ich Dr. Ciarán Fowley, Claudia Neisser, Tommy Schönherr, Dr. Yordan Georgiev und Dr. Artur Erbe verdanke. Der organisatorische Aufwand bei der Koordination der vielen Nutzer ist nahezu unüberschaubar und dennoch werden immer wieder neue Studenten angelernt. Die Arbeit im Reinraum war für mich besonders interessant. Neben der Durchführung meiner eigenen Prozessschritte war es auch äußerst lohnenswert den Kollegen an anderen Anlagen zuzuschauen oder in den Meetings Erfahrungen auszutauschen. Die gute Zusammenarbeit der verschiedenen Fachrichtungen ist ein wahrer Schatz in den Laboren. Die Voraussetzung dafür ist das umfangreiche, fundierte Trainingsprogramm für jeden einzelnen Neueinsteiger sowie die Strukturierung der Arbeitsabläufe insgesamt bis hin zu detaillierten Bedienungsanleitungen für jede Anlage. Sogar in Zeiten der Corona-bedingten Kontaktbeschränkungen wurde bald ein System entwickelt, das jedem Nutzer

die Möglichkeit bietet, seine Probenherstellung in den Laboren fortzusetzen. Herzlichen Dank dafür!

Das Helium-Ionen-Mikroskop am Ionenstrahlzentrum für die verschiedenen Schnitte an den Proben wird von Dr. Gregor Hlawacek bedient. Er hat damit in mühevoller Detailarbeit die Grundlage für zwei ganze Abschnitte dieser Arbeit gelegt. Die Ergebnisse profitieren von der großartigen Anlage, aber vor allem von ihrer ausgezeichneten Bedienung.

Selbiges gilt für die FMR-Messungen. Dr. Kilian Lenz und Dr. Rysard Narkovic sind ständig dabei den Messaufbau zu optimieren, sowie die Steuerungs- und Auswertungssoftware auszubauen. In diesen ausgeklügelten Betrieb einzusteigen und selbst damit zu arbeiten war für mich ein umfangreicher Lernprozess, den Kilian mit unerschöpflicher Geduld begleitet hat. In seiner Gruppe die Masterarbeit zu schreiben war die beste Entscheidung, die ich treffen konnte. Angefangen von einer wunderbaren Arbeitsatmosphäre im Büro mit Ola, Kilian und seinen Pflanzen bis hin zu einer treuen und fröhlichen Tischgesellschaft zum Mittagessen.

*Kilian, ich danke dir für alle deine Bemühungen, mir diese Masterarbeit zu ermöglichen!*

Antje,  
September 2020

## Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit im Rahmen der Betreuung am Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf ohne unzulässige Hilfe Dritter verfasst habe und alle verwendeten Quellen als solche gekennzeichnet habe.

---

Dresden, 18.09.2020

Antje Oelschlägel