

**TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
DRESDEN**

---

# **Phasenverschiebung und Transmission von Spinwellen durch magnetische Domänenwände**

Bachelor-Arbeit  
zur Erlangung des Hochschulgrades  
Bachelor of Science  
im Bachelor-Studiengang Physik

vorgelegt von

**LUKAS KÖRBER**  
geboren am 20.02.1994 in Zwickau

Institut für Ionenstrahlphysik und Materialforschung  
Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf  
Fachrichtung Physik  
Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften  
Technische Universität Dresden  
2016

Eingereicht am 10. Oktober 2016

1. Gutachter: Prof. Dr. Jürgen Fassbender
2. Gutachter: Prof. Dr. Manfred Helm

---

## Abstract

### *Deutsch*

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurde das Transmissionsverhalten von ebenen Spinwellen durch magnetische Domänenwände, konkret  $180^\circ$ -Néel-Wände in einem  $10\ \mu\text{m}$  langen Streifen aus epitaktischem Eisen mit uniaxialer Kristallanisotropie, untersucht. Für diesen Zweck wurde mikromagnetische Simulation verwendet und verschiedene Methoden zur Auswertung der Spinwellenphase- und intensität erarbeitet.

Es konnte eine frequenzabhängige Phasenverschiebung der Spinwellen von  $\pi \leq \Delta\phi < 2\pi$ , sowie ein frequenzabhängiger Transmissionskoeffizient beim Passieren der Domänenwand beobachtet werden. Beide Effekte wurden durch numerisches Bestimmen der Dispersionsrelation mit der Spinwellensorte (dipolar oder austauschdominiert) in Verbindung gebracht.

### *English*

For this thesis the transmission of plane spin waves through magnetic domain walls, in particular  $180^\circ$  Néel walls in a  $10\ \mu\text{m}$  long stripe of epitaxial iron with an uniaxial crystal anisotropy, was studied. Therefore, micromagnetic simulation was utilized and methods to examine the phase and intensity of the spin wave were developed.

As a result, a frequency dependend phase shift of  $\pi \leq \Delta\phi < 2\pi$  as well as a frequency dependend transmission coefficient of spin waves which propagate through he wall was observed. Both phenomena were put in relation with the spin wave type (dipolar or exchange) by a numerical determination of the dispersion relation.



# Inhaltsverzeichnis

<b>Einleitung</b>	<b>3</b>
<b>Theoretische Grundlagen</b>	<b>5</b>
2.1 Ferromagnetische Wechselwirkungen . . . . .	5
2.2 Magnetostatik . . . . .	5
2.2.1 Magnetische Anisotropien . . . . .	6
2.2.2 Domänenwände . . . . .	7
2.3 Magnetodynamik . . . . .	8
2.3.1 Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung . . . . .	8
2.3.2 Spinwellen . . . . .	9
<b>Methoden und Ablauf</b>	<b>13</b>
3.1 MuMax3 . . . . .	13
3.2 Probendesign und Aufbau der Simulation . . . . .	14
3.3 Analyse . . . . .	16
3.3.1 Transformation in lokales Koordinatensystem . . . . .	16
<b>Auswertung der Ergebnisse</b>	<b>19</b>
3.4 Beobachtungen . . . . .	19
3.5 Dispersionsrelation . . . . .	23
3.6 Phasenverschiebung . . . . .	23
3.7 Transmissionskoeffizient . . . . .	25
<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>27</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>29</b>
<b>Danksagung</b>	<b>31</b>
<b>Anhang</b>	<b>33</b>



# Einleitung

Spinwellen sind die Anregungsquanten eines ferromagnetischen Systems. Ihre Anwendung in der Informationstechnologie ist ein Thema derzeitiger Forschung. Ein Ansatz ist es, Spinwellen zu nutzen, um magnetische Speicher zu schalten [1] oder logische Bauelemente zu konstruieren [2]. Ihre Propagationseigenschaften in Nanostrukturen sind deshalb von großem Interesse.

In dieser Arbeit soll die Interaktion von Spinwellen mit magnetischen Domänenwänden, genauer Néel-Wänden, in denen sich die statische Magnetisierung um  $180^\circ$  in der Ebene dreht, frequenzabhängig durch mikromagnetische Simulationen untersucht werden. Dazu wurden Streifen aus epitaktisch<sup>1</sup> gewachsenem (110)-Eisen mit einer uniaxialen Kristallanisotropie simuliert. Die Anisotropie bringt die statische Magnetisierung dazu, senkrecht zum Streifen in der Ebene zu liegen.

Experimentell eignet sich eine solche Geometrie gut, um mit einem Magnetkraftmikroskop  $180^\circ$  Domänenwände in die Struktur zu schreiben [3]. Spinwellen, die sich entlang des Streifens bewegen, besitzen aufgrund ihres Wellenvektors, der senkrecht zur Magnetisierung steht, eine besonders große Gruppengeschwindigkeit. Beim Erreichen einer Domänenwand im Streifen wird eine Interaktion der Spinwelle mit der Domänenwand erwartet. In dieser Arbeit soll auf die Phasenverschiebung und die Transmissionseigenschaften bei diesem Prozess eingegangen werden.

---

<sup>1</sup>Epitaxie ist eine spezielle Form des Kristallwachstums, bei der eine oder mehr kristallographische Orientierungen des Kristalls einer Orientierung des Substrats, auf dem er gewachsen wurde, entsprechen.



# Theoretische Grundlagen

## 2.1 Ferromagnetische Wechselwirkungen

Im Gegensatz zu Dia- und Paramagnetismus, handelt es sich bei Ferromagnetismus um ein kollektives Phänomen, das nur durch die Quantenmechanik erklärbar ist.<sup>2</sup> Hierbei koppeln die magnetischen Momente eines Festkörpers und bilden sogenannte Domänen aus, in denen die Momente parallel zueinander stehen. Das Ausbilden magnetischer Texturen, die in Abschnitt 2.2.2 vorgestellt werden, wird im Wesentlichen von zwei Wechselwirkungen bestimmt: Zunächst erzeugt jedes magnetische Moment  $\boldsymbol{\mu}$  am Ort  $\mathbf{r}$  ein Dipolfeld

$$\mathbf{H}_{\text{DD}}(\mathbf{r}) = \frac{3\mathbf{r}(\mathbf{r} \cdot \boldsymbol{\mu})}{r^5} - \frac{\boldsymbol{\mu}}{r^3}. \quad (2.1)$$

Die langreichweitige Dipol-Dipol-Wechselwirkung zwischen den Momenten ist jedoch zu schwach, um eine solche Ordnung zu gewährleisten. Allein die Austauschwechselwirkung ist hierfür stark genug. Der Austausch einer Magnetisierung  $\mathbf{M}$  wird ausgedrückt durch das effektive Austauschfeld

$$\mathbf{H}_{\text{ex}} = \frac{2A_{\text{ex}}}{\mu_0 M_s^2} \nabla^2 \mathbf{M} \quad (2.2)$$

mit der Austauschkonstanten  $A_{\text{ex}}$ , der Sättigungsmagnetisierung  $M_s$ , sowie der magnetischen Feldkonstante  $\mu_0 = 1,256 \text{ nm kg s}^{-2} \text{ A}^{-2}$ .

## 2.2 Magnetostatik

In der magnetostatischen Näherung  $\nabla \times \mathbf{H} = 0$  lässt sich ein skalares Potential  $\phi_M$  finden, sodass

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}) = -\nabla \phi_M(\mathbf{r})$$

gilt. Dies führt zur *Poisson-Gleichung der Magnetostatik*

$$-\Delta \phi_M = \varrho_M. \quad (2.3)$$

---

<sup>2</sup>Genauer gilt dies auch für Antiferro- sowie Ferrimagnetismus.

Unter Ausnutzung von

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = \nabla \cdot (\mathbf{H} + 4\pi\mathbf{M}) = 0$$

ergibt sich eine Divergenzgleichung für die Magnetisierung

$$-4\pi\nabla\mathbf{M} = \varrho_M. \quad (2.4)$$

Man interpretiert hier  $\varrho_M$  die magnetische Ladungsdichte. Es handelt sich dabei um Pseudoladungen, die sich allein aus der magnetostatischen Näherung ergeben und lediglich als Divergenz der Magnetisierung zu verstehen sind. Es sind also keine realen magnetischen Monopole!

Für die Magnetisierung in einem endlichen Volumen  $V$  besitzt das zugehörige Randwertproblem der Poisson-Gleichung (2.3) die Lösung

$$\phi_M(r) = -\frac{1}{4\pi} \int_V \frac{\nabla' \mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d^3r' + \oint_{\partial V} \frac{\hat{\mathbf{n}}(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dA'. \quad (2.5)$$

Hier ist  $\hat{\mathbf{n}}$  die Oberflächennormale auf  $\partial V$ . Den im Oberflächenterm auftretenden Zähler nennt man die *magnetische Oberflächenladungsdichte*  $\sigma_M = \hat{\mathbf{n}} \cdot \mathbf{M}$ , die neben den *Volumenladungen* auftreten können.

Die Oberflächenladungsdichte ist überall dort ungleich Null, wo die Magnetisierung nicht parallel zur Oberfläche liegt. Ebenso finden sich überall dort Volumenladungen, wo die Magnetisierung im Volumen eine Divergenz aufweist. In beiden Fällen wird durch die Ladungen ein Entmagnetisierungsfeld  $\mathbf{H}_{\text{ent}}$  erzeugt, das die Magnetisierung im Volumen abschwächt und die magnetostatische Energiedichte

$$\varepsilon_{\text{ent}} = \frac{1}{2} \mathbf{H}_{\text{ent}} \cdot \mathbf{M} \quad (2.6)$$

erzeugt.

## 2.2.1 Magnetische Anisotropien

Magnetische Festkörper besitzen in der Regel eine Vorzugsrichtung oder -ebene, in die die Magnetisierung in ihrer Ruhelage zeigt. Diese Richtung wird als *leichte Achse* bezeichnet. Die Energie, die benötigt wird, um die Magnetisierung aus dieser leichten in eine harte Richtung zu bewegen, wird als *magnetische Anisotropie* bezeichnet [4]. Anisotropien können durch elektrische Felder, durch Spin-Bahn-Kopplung, durch die geometrische Form des Festkörpers oder durch mechanische Einflüsse entstehen.

### Formanisotropie

Die magnetostatische Energiedichte (2.6) wird geringer, wenn so wenige Oberflächenladungen wie möglich erzeugt werden. Aufgrund dessen wird die Magnetisierung allein durch Vermeidung von Streufeldern in eine Vorzugsrichtung gezwungen. Formanisotropie ist also ein dipolarer Effekt. Für

Ellipsoide lässt sich das Entmagnetisierungsfeld durch den *Entmagnetisierungstensor*  $\overline{\mathbf{N}}$  ausdrücken

$$\mathbf{H}_{\text{ent}} = -4\pi\overline{\mathbf{N}} \cdot \mathbf{M}. \quad (2.7)$$

Dies sorgt anschaulich dafür, dass die Magnetisierung in einem Stabmagneten parallel zu diesem liegt.

### Kristallanisotropie

In Festkörpern kann es auch aufgrund der Kristallstruktur zu magnetokristallinen Anisotropien kommen. Sie haben ihren Ursprung in der Spin-Bahn-Kopplung. Je nach der Stärke der Kristallanisotropie bezeichnet man ihn als *hartmagnetisch* beziehungsweise *weichmagnetisch*. Die Anisotropie kann verschiedene Zähligkeiten, also verschiedene Anzahlen von leichten Achsen, besitzen. Wichtig für diese Arbeit ist vor allem die *uniaxiale* Kristallanisotropie, bei der es eine bevorzugte Achse gibt. Ihre Energiedichte wird ausgedrückt durch

$$\varepsilon_u = K_u (1 - \alpha^2) \quad (2.8)$$

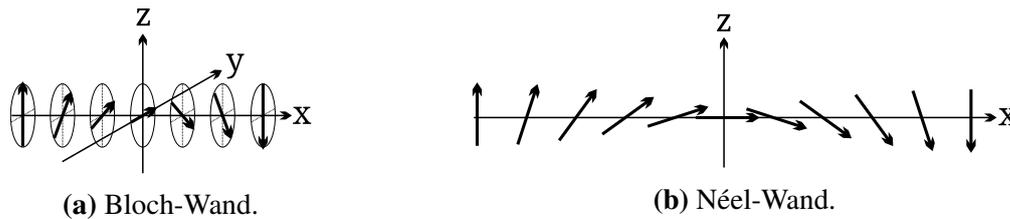
mit uniaxialen Anisotropiekonstanten  $K_u$  (Einheit  $\text{J}/\text{m}^3$ ). Hier ist  $\alpha$  der quadrierte Kosinus  $\cos^2 \theta$  des Winkels zwischen der Magnetisierung und der leichten Achse. Die nächst höhere Zähligkeit ist die *kubische* Kristallanisotropie. In diesem Falle liegen drei leichte Achsen vor und die Energiedichte lautet

$$\varepsilon_c = K_c (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_1^2 \alpha_3^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2) \quad (2.9)$$

### 2.2.2 Domänenwände

Im ferromagnetischen Festkörper werden die Gebiete, in denen die Magnetisierung im Wesentlichen homogen ist, Domänen genannt. Zwei benachbarte Domänen werden durch eine sogenannte Domänenwand, in der die Magnetisierung entsprechend rotiert, voneinander getrennt. Im einfachen Fall von zwei antiparallel zueinander stehenden Domänen spricht von einer  $180^\circ$ -Wand. Man unterscheidet hierbei wiederum zwei Typen von Domänenwänden: Die Bloch-Wand, die sich bei dicken Schichten vorfindet und bei der die Magnetisierung aus ihrer Ebene herausrotiert, sowie die Néel-Wand, vornehmlich in dünnen Schichten, bei der die Magnetisierung in ihrer Ebene rotiert.

Für diese Arbeit spielen lediglich Néel-Wände eine Rolle, da es sich bei den verwendeten Eisenstreifen um dünne Schichten handelt.



**Abbildung 2.1:** Vergleich der beiden 180°-Domänenwand-Typen. Beide Wände liegen in der  $(y, z)$ -Ebene. Aus [5]

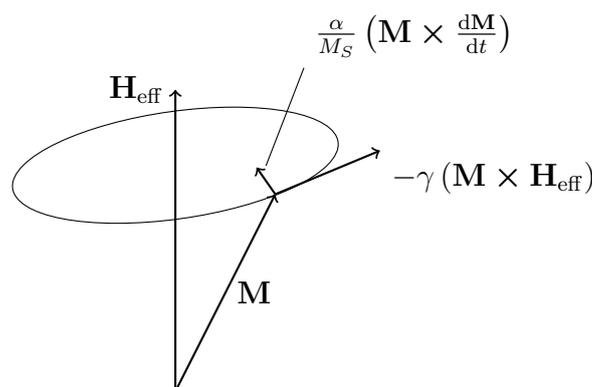
## 2.3 Magnetodynamik

### 2.3.1 Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung

Die *Landau-Lifshitz* und *Gilbert* Gleichung (kurz LLG Gleichung) beschreibt das Verhalten eines einzelnen magnetischen Moments  $\boldsymbol{\mu}$  bzw. einer lokalen Magnetisierung  $\mathbf{M}(\mathbf{r})$  in einem effektiven Magnetfeld  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$ . Sie ist eine Weiterentwicklung der im Jahre 1935 von LANDAU und LIFSHITZ in [6] vorgestellten *Landau-Lifshitz-Gleichung* (kurz LL Gleichung) und beruht im Wesentlichen auf der Verknüpfung des magnetischen Moments mit einem Drehimpuls über das gyromagnetische Verhältnis  $\gamma$ . Eine ausführliche Herleitung von (2.10) findet sich in [7].

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) + \frac{\alpha}{M_S} \left( \mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right) \quad (2.10)$$

Der erste Term ruft eine Präzession der Magnetisierung um das externe Feld hervor. Aufgrund thermischer Verluste an die Umgebung, kommt es zu einer Dämpfung der Bewegung. Diese wird durch den zweiten Term berücksichtigt, der die Magnetisierung wieder in ihre Ruhelage schiebt. Dabei ist  $\alpha$  der dimensionslose Dämpfungsparameter und  $M_S$  die Sättigungsmagnetisierung. Das effektive



**Abbildung 2.2:** Darstellung der LLG.

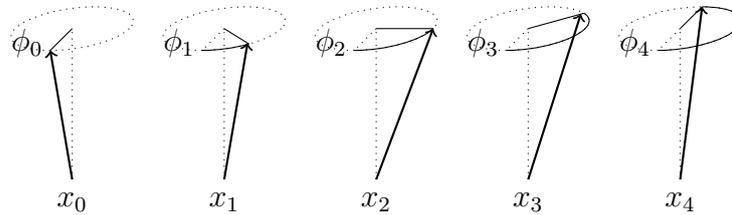
Feld  $\mathbf{H}_{\text{eff}}$  ist im Allgemeinen zeitabhängig und setzt sich aus mehreren Anteilen zusammen:

$$\mathbf{H}_{\text{eff}}(t) = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}(t) + \mathbf{H}_{\text{ent}} + \mathbf{H}_{\text{ani}} + \mathbf{H}_{\text{ex}} + \dots \quad (2.11)$$

Neben den externen Feldern  $\mathbf{H}_0$  und  $\mathbf{h}(t)$  könnten hier beispielsweise die bereits vorgestellten Anisotropiefelder, sowie das Austauschfeld auftreten. Ebenso können weitere Terme einen Beitrag leisten, die jedoch hier keine Rolle spielen sollen.

### 2.3.2 Spinwellen

Als Spinwellen (oder auch Magnonen) bezeichnet man die Eigenanregungen eines magnetischen Systems. Sie sind also kleine Störungen in der Magnetisierung, die sich durch ein ferromagnetisches Medium bewegen können. Ihre Propagation wird durch die Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung (2.10) beschrieben. Sie entsprechen einer Kette von magnetischen Momenten, die mit derselben Frequenz, jedoch nicht in Phase präzidieren. Die Wellenlänge der Spinwelle wird durch den Abstand zweier Momente definiert, die wieder in Phase präzidieren.



**Abbildung 2.3:** Halbe Periode einer Spinwelle in einer eindimensionalen Kette aus magnetischen Momenten an den Orten  $x_i$  zum Zeitpunkt  $t_0$ . Die Wellenlänge  $\lambda$  bzw. der Wellenvektor  $k$  der Spinwelle lassen sich über die Phasenwinkel  $\phi_i = kx_i$  mit  $k = 2\pi/\lambda$  beschreiben.

### Dispersion

Für eine Betrachtung der Magnetodynamik zerlegt man die Magnetisierung sowie das magnetische Feld in einen statischen und einen dynamischen Anteil. Die Spinwellen werden also als kleine Störungen  $\mathbf{m}(t)$  in der statischen Magnetisierung  $\mathbf{M}_0$  behandelt.

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m}(t) \quad \text{und} \quad \mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}(t).$$

Für diese Arbeit relevant sind im wesentlichen nur lineare Spinwellen, also nur kleine Auslenkungswinkel  $\theta$  zur Ruhelage mit  $m \ll M_0$  und  $h \ll H_0$ . Für einen homogen in  $x$ -Richtung magnetisierten Körper soll die Dynamik also lediglich in der  $y$ - $z$ -Ebene stattfinden. Wir schreiben also den Ansatz

$$\mathbf{M} = M_0 \hat{\mathbf{x}} + m_y e^{i\omega t} \hat{\mathbf{y}} + m_z e^{i\omega t} \hat{\mathbf{z}} \quad (2.12)$$

Präzidieren alle magnetischen Momente gemäß der LLG in Phase, was einer Spinwelle mit Wellenzahl  $k = 0$  entspricht, so spricht man von *ferromagnetischer Resonanz* (kurz FMR). Eine Linearisierung der LLG (2.10) führt mit dem Ansatz (2.12) auf die *Kittel-Formel* [8]

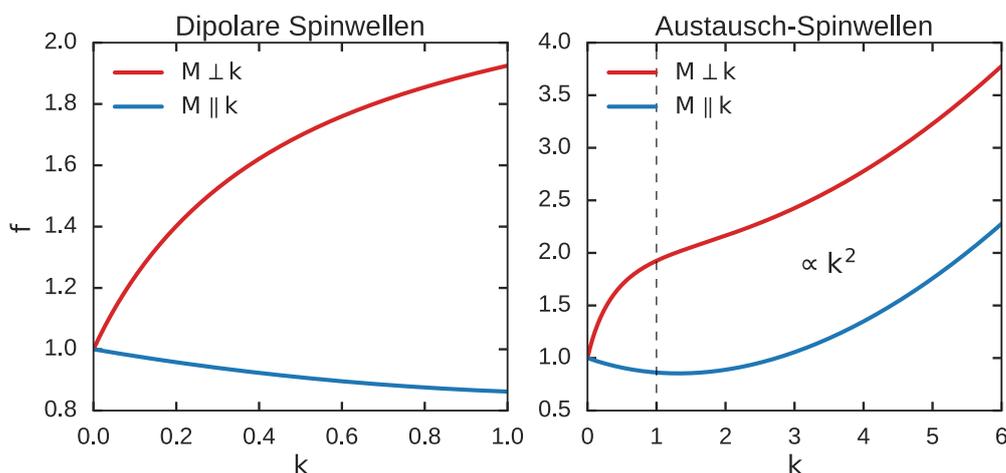
$$f_{\text{FMR}} = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{(H_0 + 4\pi(N_y - N_z))(H_0 + 4\pi(N_z - N_x)M_s)}. \quad (2.13)$$

Dabei sind die  $N_i$  die jeweiligen Hauptdiagonalelemente des Entmagnetisierungstensors. Im Fall  $k \neq 0$ , also dass die magnetischen Momente nicht in Phase präzidieren, sind sie paarweise gegeneinander verkippt und damit nicht mehr parallel. Eine Betrachtung der Austauschwechselwirkung wird hier unerlässlich [9]. Dem wird durch Hinzufügen eines Austauschterms  $\lambda_{\text{ex}}k^2$  gerecht. Für große Wellenvektoren wächst  $f$  dann quadratisch in  $k$ . Man nennt solche Spinwellen *austauschdominiert* im Gegensatz zu den hauptsächlich durch die dipolare Wechselwirkung bestimmten *dipolaren* Spinwellen, die sich durch kleine Wellenvektoren auszeichnen. Anhand der letzteren wird die Anisotropie der Spinwellendispersion immanent. Aus der Elektrodynamik ist wohlbekannt, dass das Feld eines Dipols entlang seiner Achse am schwächsten ist. Spinwellen mit  $\mathbf{k} \parallel \mathbf{M}$  müssen also eine flachere Dispersion haben. Tatsächlich ist sie sogar fallend (siehe Abbildung 2.4). Man nennt diesen Typ Rückwärts-Volumen-Spinwellen (*backward volume spin waves*), da sie eine negative Gruppengeschwindigkeit  $v_G = \partial\omega/\partial k$  besitzen. Im Gegensatz dazu besitzen die sogenannten magnetostatischen Oberflächen-Wellen (*magnetostatic surface-waves*, kurz MSSW) einen Wellenvektor  $\mathbf{k} \perp \mathbf{M}$  und eine positive Gruppengeschwindigkeit.

Für in diese Arbeit relevanten dünnen Schichten erhält man die Dispersionsrelation [10]

$$f = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{(H_0 + \lambda_{\text{ex}}k^2) (H_0 + \lambda_{\text{ex}}k^2 + 4\pi M_S F_{00}(\theta, k_{\parallel}d))} \quad (2.14)$$

in der der anisotrope Charakter der Spinwellenpropagation zum Ausdruck kommt. Dieser spiegelt sich im Dipol-Dipol-Matrixelement  $F_{00}$  wieder, das vom Winkel  $\theta$  zwischen der Komponente des Wellenvektors in der Ebene  $k_{\parallel}$  und der Magnetisierung in Ruhelage sowie der Schichtdicke  $d$  abhängt.



**Abbildung 2.4:** Vergleich der Dispersion von Rückwärts-Volumen-Moden mit  $\mathbf{M} \parallel \mathbf{k}$  und magnetostatischen Oberflächenwellen mit  $\mathbf{M} \perp \mathbf{k}$ . Man sieht, dass sich die Oberflächenmoden durch einen starken Anstieg (positive Gruppengeschwindigkeit) auszeichnen, wohingegen die Rückwärts-Volumen-Moden abfallen (negative Gruppengeschwindigkeit). Im rechten Graphen ist der Übergang zu den austauschdominierten Moden gezeigt. Die vertikale gestrichelte Linie ist hier nicht als harte Grenze, sondern lediglich als Übergangsbereich zu verstehen. Für eine lediglich qualitative Darstellung wurden die beiden Dispersionsrelationen einheitenlos berechnet.

## Betrachtung der Phase

Das magnetostatische Potenzial von Spinwellen lässt sich als Superposition ebener Wellen zu verschiedenen Wellenvektoren beschreiben

$$\psi(\mathbf{r}, t) = \sum_{\mathbf{k}} \psi_{\mathbf{k}} e^{i((\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega(\mathbf{k})t))}.$$

Eine Dämpfung lässt sich in diesem Ansatz durch einen komplexen Wellenvektor realisieren. Betrachtet man nun eine Spinwelle zu einer festen Zeit  $t_0$  und mit einem festen Wellenvektor  $\mathbf{k}$ , so sei

$$\phi(\mathbf{r}) = \mathbf{k}\mathbf{r} + \phi_0 \quad \text{mit} \quad \phi_0 = \omega t_0$$

der Phasenwinkel der Spinwelle. In einem homogenen Medium, d.h. hier mit gleichbleibendem Brechungsindex, erhält man aus der Änderung des Phasenwinkels schnell den Wellenvektor

$$\mathbf{k} = \nabla\phi(\mathbf{r}), \tag{2.15}$$

der nichts anderes als der Anstieg der Phase ist. Man erkennt higtut eraus, dass die Phase ebener Wellen, also mit konstantem  $\mathbf{k}$ , eine lineare Funktion sein muss.



# Methoden und Ablauf

## 3.1 MuMax3

Das Ziel von mikromagnetischen Simulationen ist es, die (normierte) Magnetisierung  $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$  eines magnetischen Körpers zu berechnen. Hierfür wird der Körper in endlich viele Zellen unterteilt und anhand der LLG (2.10) für jede Zelle die Zeitentwicklung der Magnetisierung bestimmt. So lassen sich zum Beispiel Domänenstrukturen oder Spinwellen beobachten.

Zur Durchführung der Simulationen wurde das GPU-beschleunigte Programm MuMax3 (in der von Tobias Schneider modifizierten Version 3.3.8.1) verwendet, das ursprünglich in der DyNaMat Gruppe Prof. Van Waeyenberge an der Ghent University entwickelt wurde [11].

MuMax3 bedient sich einer endlichen Ortsraumdiskretisierung und arbeitet mit 2D oder 3D Gittern aus orthorombischen Zellen  $(i, j, k)$ . Nach dem Runge-Kutta-Verfahren wird die auf eins normierte reduzierte Magnetisierung  $\mathbf{m}(\mathbf{r}_{ijk})$  berechnet, indem hierfür die Drehmomentgleichung

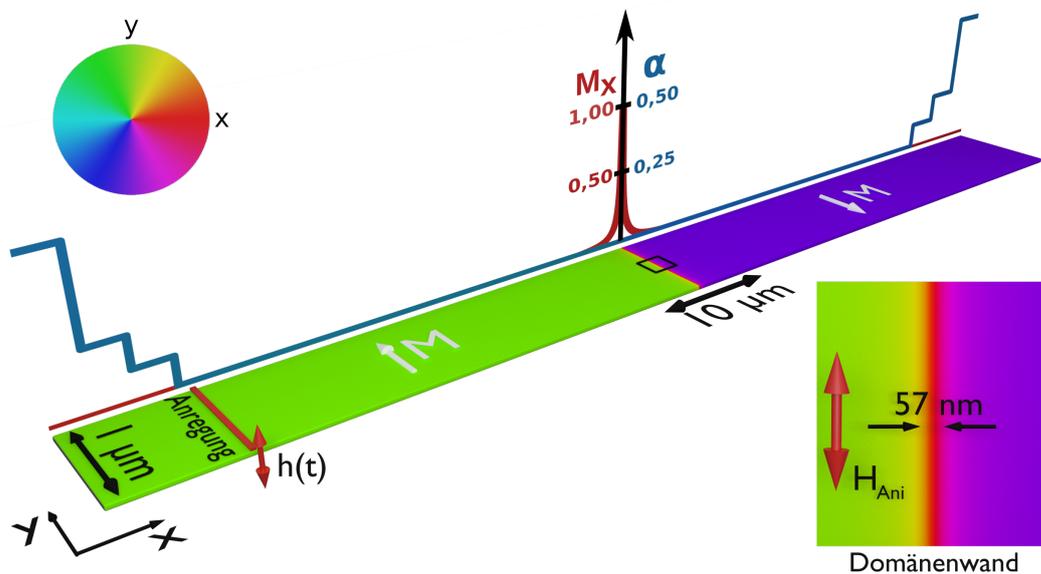
$$\frac{d\mathbf{m}}{dt} = \tau_{LL} + \tau_{ZL} + \tau_{SL}$$

gelöst wird. Dabei ist  $\tau_{LL}$  das LANDAU-LIFSHITZ-Drehmoment, also die rechte Seite von (2.10). Die beiden anderen Terme sind der ZHANG-LI-Spin-Transfer-Torque [12] sowie der SLONCZEWSKI-Spin-Transfer-Torque [13, 14], die für diese Arbeit keine Rolle spielen und nur der Vollständigkeit halber aufgeführt werden.

MuMax3 gibt die Simulationsdaten als .ovf-Dateien (eine für jeden Zeitschritt  $t_i = t_{i-1} + \Delta t$ ) aus, die den Vektor der normierten Magnetisierung an jedem Ort der Probe enthalten. Das heißt, die Sättigungsmagnetisierung ist hier auf  $M_s = 1$  festgelegt und die Komponenten der Magnetisierung somit *einheitenlos*. Eine Betrachtung aller Zeitschritte lässt eine Analyse der Dynamik des Problems zu. Wichtig bleibt hier noch zu erwähnen, dass der Zeitschritt des Abspeicherns der .ovf-Dateien nichts mit dem Zeitschritt des Runge-Kutte-Verfahrens zu tun hat, sondern unabhängig davon wählbar ist.

## 3.2 Probendesign und Aufbau der Simulation

Das Design der simulierten ferromagnetischen Streifen entspricht bis auf die Länge und den Dämpfungsparameter real existierenden Proben aus (110)-Eisen. Eine solche Struktur kann durch epitaktisches Wachsen auf Galliumarsenid erreicht werden. Die realen Eisenstreifen befanden sich zum Zeitpunkt dieser Bachelorarbeit noch in der Präparation und konnten daher nicht vermessen werden. In der nahen Zukunft ist jedoch geplant, die in den Simulationen gemachten Beobachtungen experimentell zu überprüfen. Das Besondere an diesen Eisenstreifen ist, dass sie eine starke uniaxiale Kristallanisotropie von  $K_u = 79,04 \text{ kJ m}^{-3}$  besitzen, die quer zum Streifen in der Ebene liegt und die die Formanisotropie in dieser Richtung überkompensiert. Das hat zur Folge, dass es für die Magnetisierung günstiger ist, senkrecht zum Streifen in der Ebene, also in  $y$ -Richtung zu liegen. Spinwellen, die sich entlang des Streifens bewegen, haben also einen Wellenvektor senkrecht zum effektiven Feld und somit schon bei niedrigen Frequenzen eine positive Gruppengeschwindigkeit.



**Abbildung 3.5:** Aufbau des Streifens mit uniaxialer Anisotropie quer zum Streifen sowie ein Ausschnitt bei der Domänenwand. Die Dämpfung wurde zum Rand des Streifens hin schrittweise erhöht. Durch ein externes Magnetfeld am einen Ende des Streifens wird die Dynamik angeregt. Im Hintergrund sind die  $x$ -Komponente der statischen Magnetisierung  $M_x$  sowie die Dämpfung  $\alpha$  entlang des Streifens aufgetragen. Der Farbcode gibt entsprechend die Richtung der Magnetisierung in der Ebene an.

Weiterhin besitzen die Streifen eine Sättigungsmagnetisierung von  $M_s = 1580 \text{ kA m}^{-1}$ , eine Dämpfung von  $\alpha = 0,008$  und eine kubische Kristallanisotropie von  $K_c = 34,3 \text{ kJ m}^{-3}$ . Als Austauschkonstante wurde der Volumenwert für Eisen  $A_{\text{ex}} = 21 \times 10^{-12} \text{ J m}^{-1}$  verwendet [15].

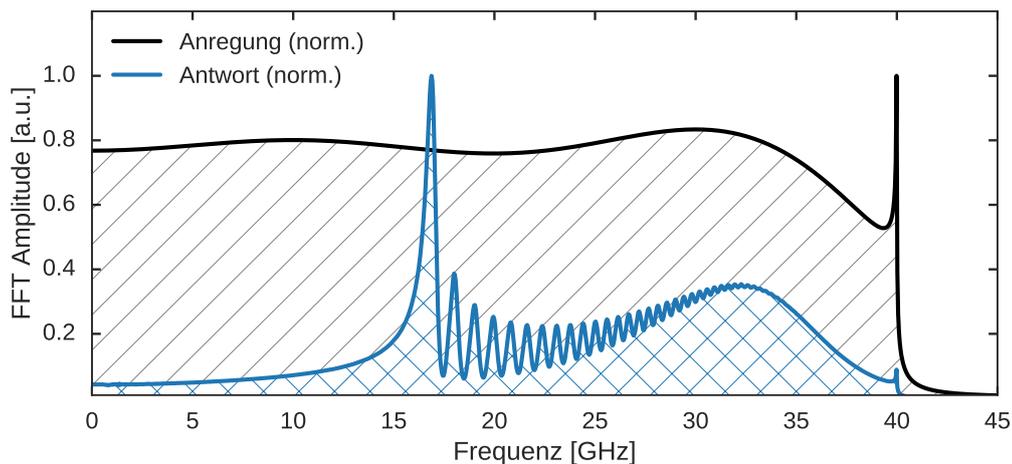
In einer ersten Simulationsreihe wurde ein Streifen der Größe  $1 \mu\text{m} \times 8 \mu\text{m} \times 14,4 \text{ nm}$  verwendet, in dessen Mitte sich eine  $180^\circ$ -Domänenwand befindetet, deren Stärke mit  $57 \text{ nm}$  bestimmt wurde (siehe Anhang .21). Um transversale Moden entlang der Streifenbreite zu vermeiden, wurde der Streifen für die Simulation virtuell fünfmal in  $y$ -Richtung periodisch fortgesetzt. Um weiterhin Reflexion der

Spinwellen an den Enden zu vermeiden, wurde der Streifen hier jeweils durch einen  $1\ \mu\text{m}$  Bereich fortgesetzt, indem die Dämpfung stückweise auf  $\alpha = 0,5$  erhöht wurde. Der finale Streifen besitzt also die Dimensionen  $1\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m} \times 14,4\ \text{nm}$  (siehe Abbildung 3.5). Die Anzahl der Zellen, in die der Streifen diskretisiert wurde, betrug  $256 \times 2560 \times 1$ .

Die Spinwellen wurden angeregt, indem am linken Ende des Streifens in einem  $40\ \text{nm}$  breiten Bereich ein zeitperiodisches externes Magnetfeld angelegt wurde. Um einen Überblick über das Spektrum der MSSW im Streifen zu gewinnen, wurde zunächst mit einem Feldpuls der Form

$$\mu_0 \mathbf{h}(t) = B_{\max} \frac{\sin(2\pi f_0 t)}{2\pi f_0 t} \hat{\mathbf{z}} \quad (\text{mit } B_{\max} = 1\ \text{mT})$$

für  $T = 25\ \text{ns}$  und mit  $\Delta t = 10\ \text{ps}$  lang angeregt. Dieser Puls besitzt ein Spektrum, das den Frequenzbereich von 0 bis  $f_0$  homogen abdeckt. Es können also alle Frequenzen in diesem Bereich angeregt werden. Konkret wurde hier mit  $f_0 = 40\ \text{GHz}$  simuliert. Die Wahl der Anregungszeit  $T$  gewährleistet bei einer FFT (Fast-Fourier-Transform) [16] eine Frequenzgenauigkeit von  $\Delta f = 40\ \text{MHz}$ .



**Abbildung 3.6:** Dies ist das Spektrum des Anregungsfeldes sowie das Spinwellenspektrum, das gewonnen wurde, indem die mittlere Magnetisierung des Streifens, angeregt von 0 bis 40 GHz, fouriertransformiert wurde. Die beiden Spektren sind jeweils so normiert, dass sie ihr Maximum bei eins besitzen.

Von diesem Spinwellenspektrum wurden die lokalen Maxima ausgewählt und mit diesen Frequenzen nun Sinus-förmig angeregt, um ebene Spin-Wellen zu generieren. Um die Dynamik dieser Wellen genauer analysieren zu können, wurde die Magnetisierung nun mit  $\Delta t = 1\ \text{ps}$  abgespeichert.

Da hohe Spinwellen mit hoher Frequenz stärker gedämpft werden und möglicherweise gar nicht die Domänenwand erreichen, wurden anschließend in einer zweiten Reihe (und dem längeren Streifen) Simulationen in einem Frequenzbereich von 17.0 GHz bis 100.0 GHz in 1 GHz-Schritten jeweils mit 10 mT durchgeführt.

Bevor die Simulation abgerastert wird, muss sichergestellt sein, dass sich das System in einem dynamischen Equilibrium befindet. Die Magnetisierung muss sich erst *einschwingen*, da bei  $t = 0$  durch das plötzliche Anschalten des Feldes viele andere Frequenzen mit angeregt werden, die die hier vorgestellte Analysemethode unmöglich machen, da sie für ebene Wellen einer definierten Frequenz konzipiert ist. Dafür wurden 15 ns Einschwingzeit pro Frequenz simuliert. Anschließend wurden jeweils 400 Zeitschritte (was 400 ps entspricht) abgespeichert.

### 3.3 Analyse

Die Auswertung der Dynamik der ebenen Spinwellen wurde durchgeführt, indem mittig entlang der Länge des Streifens jeweils für alle Zeitschritte ein Linienprofil (*linescan*) extrahiert wurde. Dadurch geht keine physikalische Information verloren, da das Problem aufgrund der periodischen Randbedingungen nahezu translationsinvariant entlang der  $y$ -Achse ist. So konnte der Rechenaufwand auf die Auswertung von lediglich 2560 statt 655360 Zellen pro Zeitschritt reduziert werden. Für die nachfolgende Phasen- und Intensitätsauswertung wurde eine Reihe von Methoden erarbeitet und Programme geschrieben. Diese Methoden beruhen auf der expliziten Betrachtung der Präzession der einzelnen magnetischen Momente und sollen im Folgenden kurz vorgestellt werden.

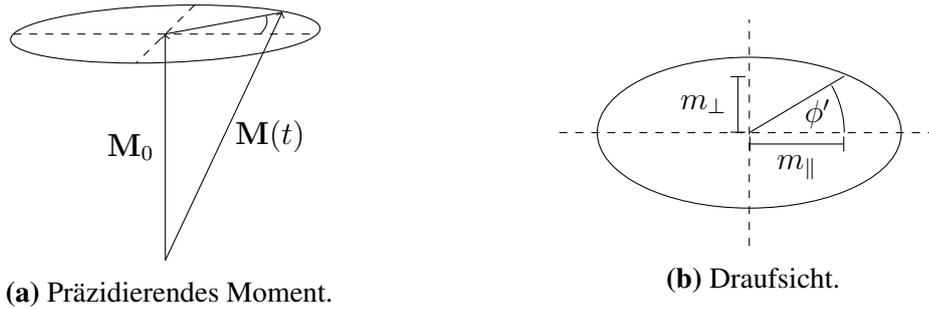
#### 3.3.1 Transformation in lokales Koordinatensystem

Die Phase eines präzedierenden magnetischen Moments gemäß der LLG (2.10) ist bezüglich der Ruhelage der Magnetisierung (bzw. der Richtung des effektiven Feldes) definiert. In der Néel-Wand dreht sich die Magnetisierung jedoch. Eine Betrachtung der Phase der durchlaufenden Spinwelle in einem globalen Koordinatensystem ergibt also wenig Sinn. Aus diesem Grund müssen die Daten  $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$  zunächst in das lokale Koordinatensystem der Magnetisierung in Ruhelage  $\mathbf{M}_0(\mathbf{r})$  transformiert werden. Dadurch erhält man die dynamischen Komponenten der Spinwelle in der Ebene  $m_{\parallel}$  und aus der Ebene  $m_{\perp}$ .

Da sich die Magnetisierung in ihrer Ruhelage stets in der  $x$ - $y$ -Ebene befindet, entspricht die Komponente aus der Ebene genau der  $z$ -Komponente. Man erhält dann  $m_{\parallel}$  durch eine entsprechende Drehung des Koordinatensystems um die  $z$ -Achse. Nutzt man die Normierung der Magnetisierung aus, so erhält man

$$\begin{aligned} m_{\perp}(\mathbf{r}, t) &= m_z(\mathbf{r}, t) \\ m_{\parallel}(\mathbf{r}, t) &= (\mathbf{M}_0(\mathbf{r}) \times \hat{\mathbf{z}}) \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}, t). \end{aligned} \tag{3.16}$$

Das Kreuzprodukt  $\mathbf{M}_0 \times \hat{\mathbf{z}}$  liefert zunächst einen normierten Vektor, der senkrecht zur statischen Magnetisierung in der Ebene liegt. Auf diese Richtung wird nun die zeitabhängige Magnetisierung  $\mathbf{M}$  projiziert. Die koordinatentransformierten dynamischen Komponenten lassen nun eine Extraktion der Phase  $\phi'$  zu. Tatsächlich ist es so, dass diese Rechnung bei gewisser Spinwellenintensität nicht mehr



**Abbildung 3.7:** Nachdem in das lokale Koordinatensystem der statischen Magnetisierung  $\mathbf{M}_0$  transformiert wurde, können die Komponenten  $m_{\parallel}$  und  $m_{\perp}$  bestimmt werden. Dies muss für jeden Ort  $\mathbf{r}$  entlang des Linienprofils einzeln geschehen. Die Darstellung ist hier nicht maßstabsgerecht. Wie bereits erwähnt ist bei den betrachteten linearen Spinwellen  $m_{\perp}, m_{\parallel} \ll M_0$ .

das gewünschte Ergebnis liefert und die Präzessionskreise innerhalb der Wand leicht zum Ursprung verschoben sind.

Dies lässt sich so interpretieren, dass die Spinwelle die Ruhelage in der Wand beeinflusst. Um dies zu beheben, lässt sich statt  $\mathbf{M}_0$  das Zeitmittel der Magnetisierung  $\langle \mathbf{M}(t) \rangle_t$  über eine Zeitperiode  $1/f$  setzen. Beide sind im Außenraum der Wand identisch. Eine rechnerische Vereinfachung liefert nun die Betrachtung der Spinwelle im transformierten System als komplexe Funktion

$$\psi(\mathbf{r}, t) = m_{\parallel}(\mathbf{r}, t) + im_{\perp}(\mathbf{r}, t).$$

Hieraus lässt sich nun schlussendlich einfach die Phase  $\phi'(\mathbf{r}, t) = \arg(\psi(\mathbf{r}, t))$  extrahieren.<sup>3</sup> Um einen qualitativen Vergleich mit späteren Experimenten ziehen zu können, ist es sinnvoll, anhand dieser Darstellung ein Maß für die Intensität der Spinwelle zu finden.

Hierfür wurde die über eine Periode  $T = 1/f$  gemittelte Amplitude gewählt.

$$I(\mathbf{r}) = f \int_0^T \|\psi(\mathbf{r}, t)\|^2 dt \quad (3.17)$$

Dies entspricht der mit der Spinwellenfrequenz  $f$  gewichteten doppelten Fläche des Präzessionskreises. Warum sich hier für eine Mittelung entschieden wurde, wird im nächsten Abschnitt deutlich.

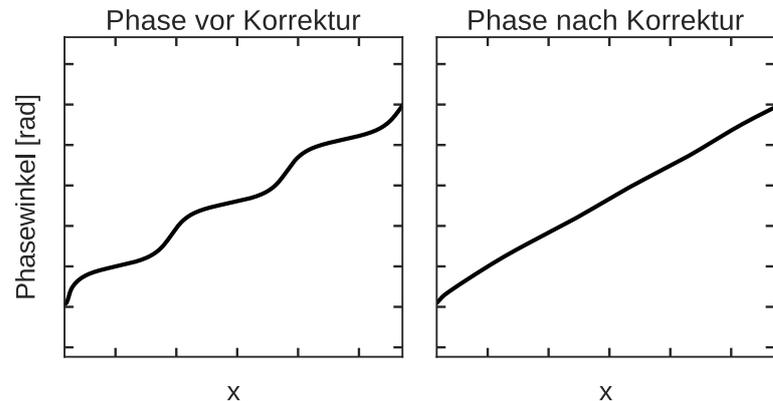
Die Formanisotropie des Streifens zwingt die Magnetisierung stets zurück in die Ebene. Dies verzerrt die Form des Präzessionskreises zur einer Ellipse, die ihre lange Achse in der Ebene hat. Die Spinwellenamplitude ändert sich somit periodisch mit der Frequenz. Es wird nun ersichtlich, warum eine Mittelung der Amplitude über eine Periode in (3.17) Sinn ergibt.

Infolge der Anisotropie ist die Phase der Präzession außerdem leicht verzerrt, da sich der Phasenwinkel auf einer elliptischen Bahn nicht mehr linear mit ihrem Bogenmaß ändert, so wie bei einem Kreis (siehe Abbildung 3.8). Dies äußert sich in einer Modulation der Phase mit der Ellipsenform. Bevor man zu einem festen Zeitpunkt die Phase der Spinwelle entlang ihrer Ausbreitungsrichtung

<sup>3</sup> $\arg(z)$  liefert das Phasenargument einer komplexen Zahl  $z$ .

( $x$ -Achse) extrahieren kann, muss also eine Korrektur erfolgen.

**Abbildung 3.8:** Bei einer ungestörten ebenen Welle würde man eine lineare Abhängigkeit der Phase vom Ort annehmen. Aufgrund der elliptischen Präzession ist diese jedoch verzerrt.



Für die Korrektur müssen  $m_{\parallel}$  und  $m_{\perp}$  um die Halbachsen der Ellipse skaliert werden. Die Ellipse kann natürlich für jede Zelle entlang der  $x$ -Achse unterschiedlich sein. Aus diesem Grund wurden die beiden dynamischen Komponenten für jede der Zellen für eine gewisse Anzahl von Zeitperioden der Spinwelle<sup>4</sup> (entsprechend der jeweiligen Anregungsfrequenz) aufgezeichnet und damit jeweils eine Ellipse pro Zelle gefittet. Man erhält so für jede Zelle die Halbachsen  $a_{\parallel}(\mathbf{r})$  und  $a_{\perp}(\mathbf{r})$ . Damit geht die Phase über in

$$\phi'(\mathbf{r}) \rightarrow \phi(\mathbf{r}) = \arg(a_{\perp}(\mathbf{r})m_{\parallel}(\mathbf{r}) + ia_{\parallel}(\mathbf{r})m_{\perp}(\mathbf{r})).$$

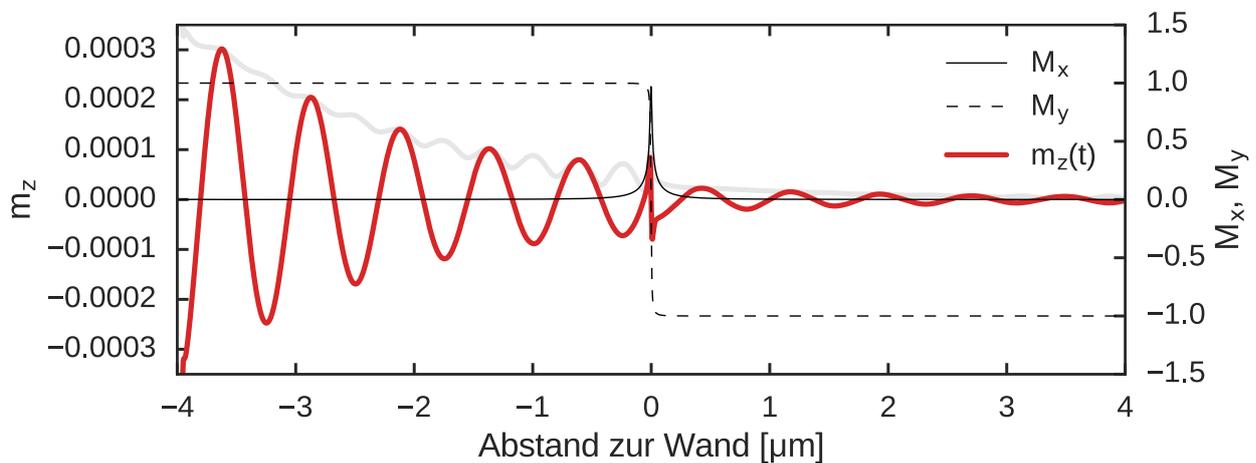
Zusammenfassend betrachtet man also hier alle Zeitschritte einer Periodendauer pro Zelle, um die Phase zu einem festen Zeitpunkt entlang der  $x$ -Achse korrigieren zu können. Gleichzeitig erhält man mit den Ellipsen ein Maß für die lokale mittlere Spinwellen-Intensität, indem man diese proportional zur Fläche der Ellipse identifiziert.

<sup>4</sup>Es ist sehr wichtig, dass ein ganzzahliges Vielfaches der Periodendauer zum Berechnen verwendet wird, da die Mittelung von  $\mathbf{M}(t)$  für (3.16) sonst keinen Sinn mehr ergibt. Um dies zu gewährleisten, wurden von den 400 verfügbaren Zeitschritten pro Frequenz jeweils  $400 - (400 \bmod \lceil \text{Hz}/f \rceil)$  eingelesen.

# Auswertung der Ergebnisse

## 3.4 Beobachtungen

Die folgenden Beobachtungen werden zunächst qualitativ am Beispiel einer Anregungsfrequenz von 21.6 GHz und 1 mT dargestellt. Alle Beobachtungen konnten auch bei anderen Frequenzen gemacht werden. Im Anschluss folgt eine Auswertung von 17.0 GHz bis 100.0 GHz mit 10 mT.

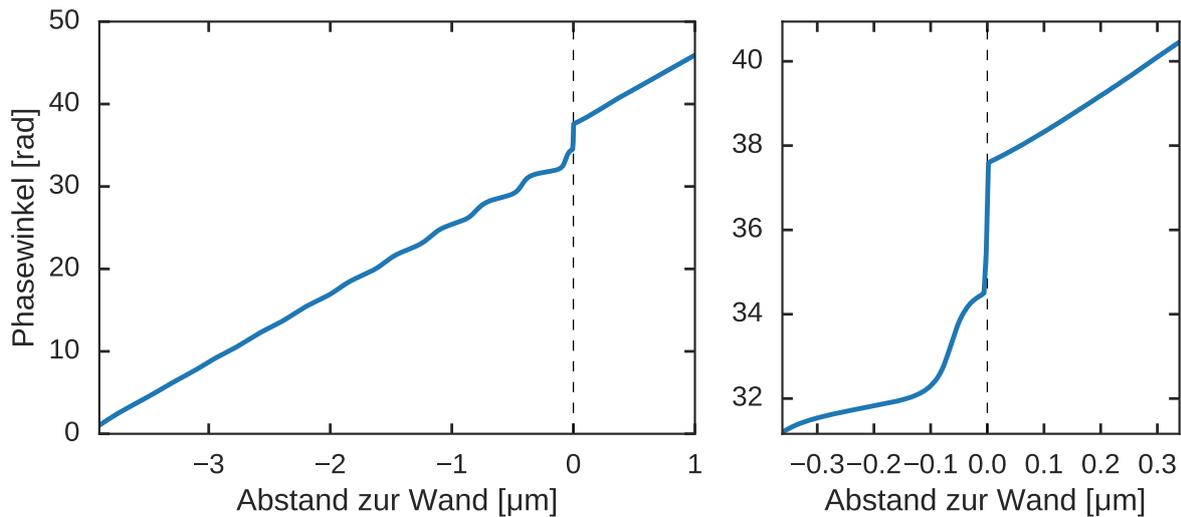


**Abbildung 3.9:** Komponenten der Domänenwand sowie  $z$ -Komponente (zu einem festen Zeitpunkt) einer ebenen Spinwelle, angeregt mit 21.6 GHz bei 1 mT. Der Maximalwert von  $m_z(t)$  ist als graue Linie eingezeichnet.

In Abbildung 3.9 ist die  $z$ -Komponente der Spinwelle, die eine Néel-Wand passiert, für einen Zeitschritt zu sehen. Neben einem exponentiellen Abfall ist die Amplitude der  $z$ -Komponente (graue Linie) noch mit einer periodischen Änderung überlagert, die man von einer stehenden Welle her kennt. Zudem unterläuft die  $z$ -Komponente beim Passieren der Domänenwand einen Phasenshift.

Um sowohl die Modulation der Amplitude als auch die Phasenverschiebung besser untersuchen zu können, wird nun in das gemäß (3.16) transformierte Koordinatensystem von  $m_{\perp}$  und  $m_{\parallel}$  gewechselt und entlang der  $x$ -Achse der Phasenwinkel der Wellen extrahiert. Dies geschieht ebenfalls durch die in Abschnitt 3.3.1 vorgestellte Methode.

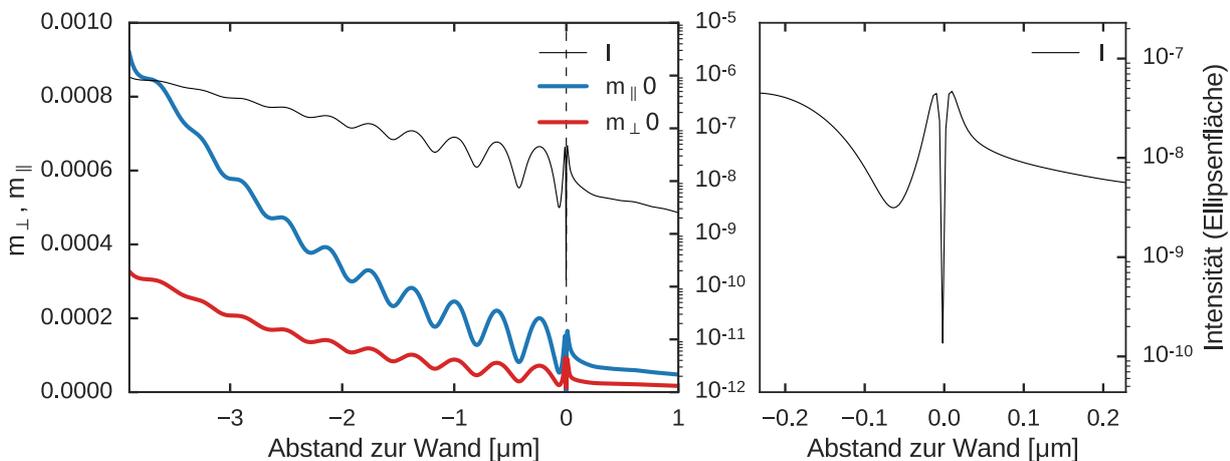
In einem gewissen Bereich vor der Wand (bis etwa  $x = -2 \mu\text{m}$ ) nimmt die Phase linear zu (Abb. 3.10). Dies ist konform mit dem erwarteten Verhalten für ebene Wellen. Sobald die Spinwelle in die Nähe der Domänenwand kommt, beginnt ihre Phase eine Stufenform anzunehmen, was einer sich ausbildenden stehenden Welle entspricht.



**Abbildung 3.10:** Phasenwinkel der Spinwelle bei 21.60 GHz entlang ihrer Propagationsrichtung. Die Domänenwand ist als gestrichelte Linie eingezeichnet.

Direkt in der Wand gibt es einen *Phasensprung* von  $\Delta\phi \approx \pi$ . Das passt genau zu der Tatsache, dass sich die statische Magnetisierung in der Néel-Wand um denselben Winkel dreht.

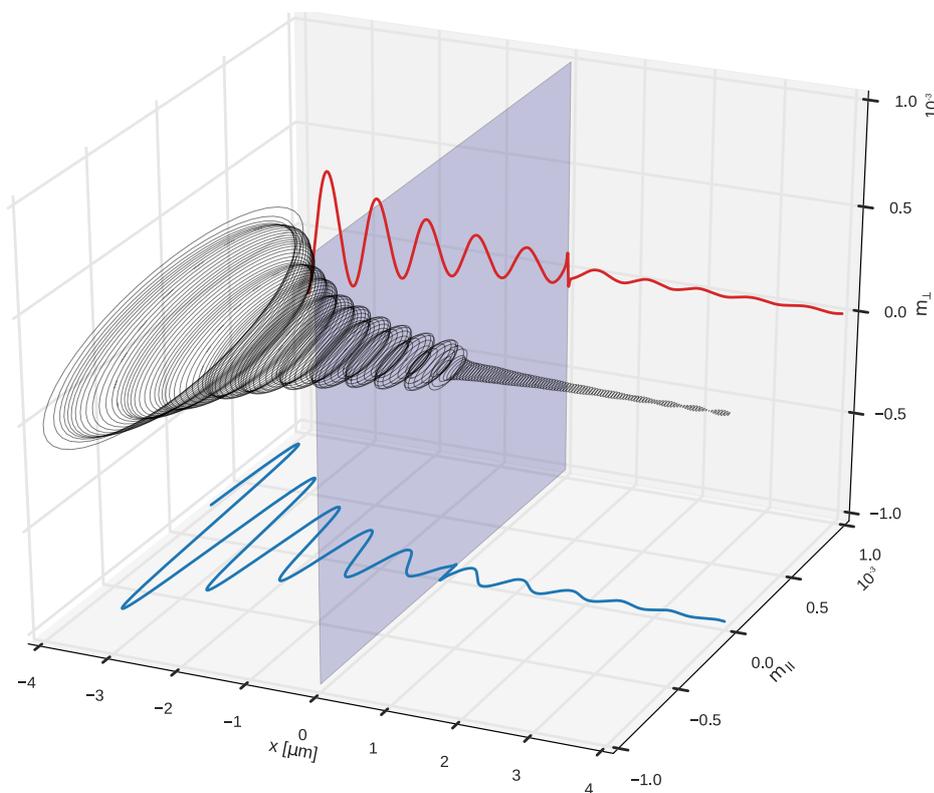
Ein Sprung in der Phase bei einer Transmission erscheint zunächst physikalisch, da die Präzessionsbewegung stetig sein sollte. Ansonsten wäre die Magnetisierung im Streifen unstetig, da die Spinwelle zu dieser beiträgt. Dies würde unendlich große Volumenladungen nach sich ziehen. An einer Stelle in der Wand sollte es ein oder mehrere magnetische Momente geben, die überhaupt nicht präzidieren, um eine derartige Änderung in der Phase gewährleisten zu können. Abhilfe schafft hier die Betrachtung der gemittelten Intensität, also der Fläche der Präzessionsbahn, zu sehen in Abbildung 3.11.



**Abbildung 3.11:** Dies zeigt die Amplituden der beiden dynamischen Komponenten  $m_{\perp 0}$  und  $m_{\parallel 0}$  der Spinwelle (links) zusammen mit ihrer gemittelten Intensität, die der Ellipsenfläche entspricht (links und rechts).

Die Intensität nimmt in der Wand (rechter Graph) stark ab. Es ist zu vermuten, dass die Intensität komplett auf Null herabfällt, je nachdem wie scharf der Sprung ist. Da die Simulation eine begrenzte Ortsauflösung hat, ist dies aus den Daten nicht ersichtlich. Der Gradient der Intensität ist in der Wand möglicherweise zu groß. Diese Frage kann also nicht mit absoluter Sicherheit geklärt werden.

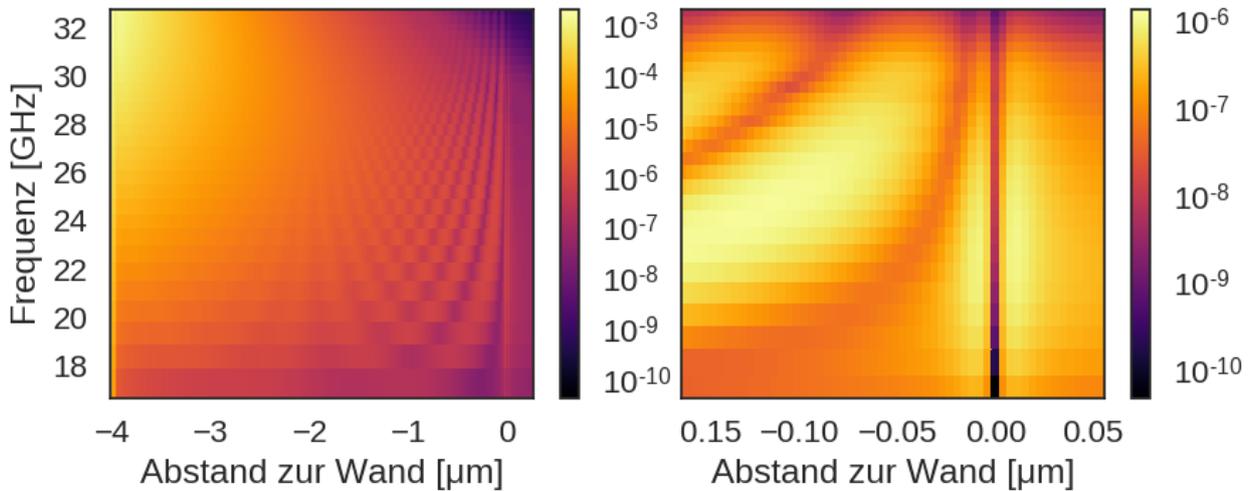
Wie aufgrund der Formanisotropie des Streifens vermutet, handelt es sich bei der Präzession tatsächlich um eine elliptische Bewegung. Die Komponente in der Ebene  $m_{\parallel}$  ist stets größer als die aus der Ebene  $m_{\perp}$ . Die bereits in 3.9 beobachtete Modulation der Amplitude ist auch in der dynamischen Komponente in der Ebene und folglich ebenso in der Intensität erkennbar. Zusammen mit der Stufenform der Phase direkt vor der Wand bestätigt dies die Annahme, dass sich vor der Wand eine stehende Welle ausbildet. Zusammengefasst bedeutet dies, dass ein Teil der Spinwelle an der Domänenwand reflektiert wird.



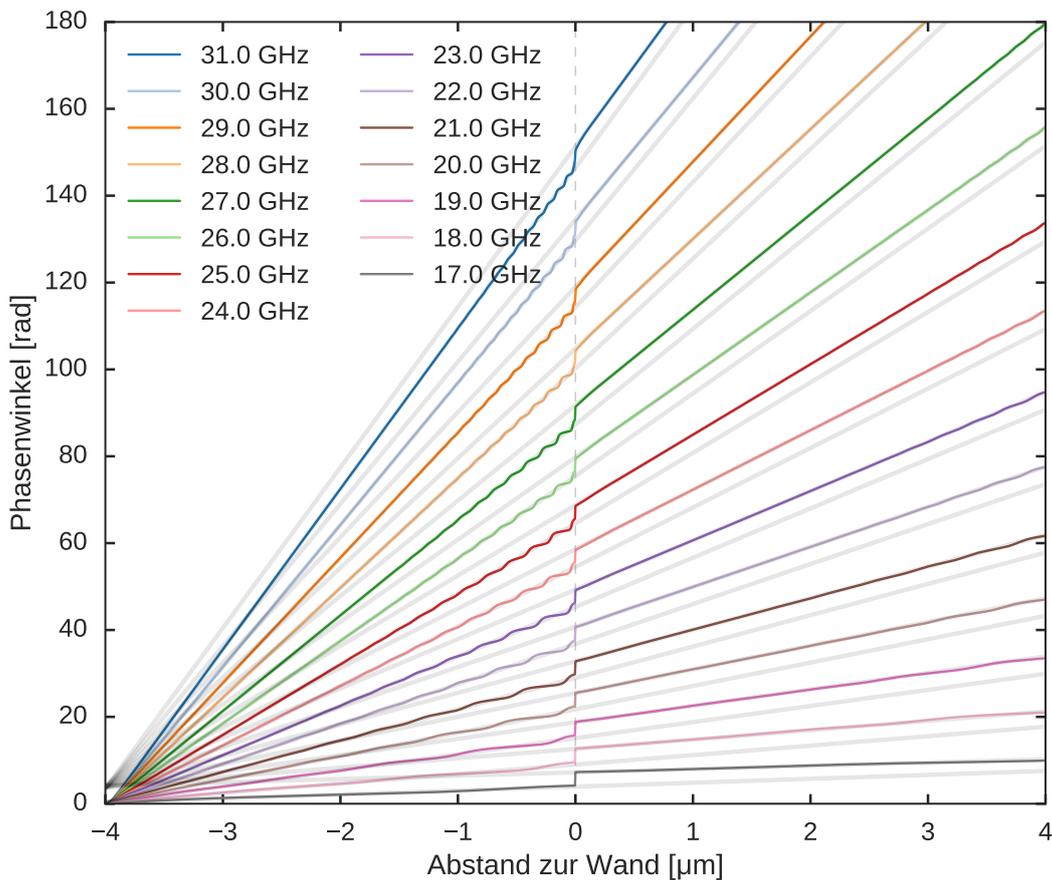
**Abbildung 3.12:** Zu sehen ist hier die Präzessionsellipsen der magnetischen Momente einer Spinwelle, angeregt mit 21.6 GHz und 1 mT, entlang ihrer Ausbreitungsrichtung ( $x$ -Achse), während sie die Domänenwand passiert. Die Wand befindet sich bei  $x = 0$ . Tatsächlich ist die dynamische Komponente  $m_{\parallel}$  außerhalb der Domänenwand nicht orthogonal sondern parallel zur  $x$ -Achse. Zusätzlich sind noch  $m_{\perp}$  sowie  $m_{\parallel}$  zu einem festen Zeitpunkt eingezeichnet.

Nach der Wand ist weiterhin eine leichte Modulation sowohl von Phase als auch Intensität zu erkennen. Diese rührt von einer weiteren Reflexion der Welle am Ende des Streifens, die trotz des Dämpfungsgradienten nicht vollends vermieden werden konnte.

Sowohl die Verschiebung der Phase, die stehende Welle vor der Wand, als auch das Herabsinken der Intensität in der Wand konnten auch bei anderen Frequenzen beobachtet werden. Ein Überblick darüber aus beiden Simulationsreihen findet sich in der Zusammenstellung 3.13. Im Folgenden werden nun die Phasenverschiebung, sowie der Transmissionskoeffizient der Spinwellen für den gesamten Frequenzbereich aus der zweiten Simulationsreihe bis 100 GHz untersucht.



(a) Mittlere Spinwellenintensität entlang der  $x$ -Achse aus der ersten Simulationsreihe bis 32,9 GHz mit 1 mT. Eine weitere Heatmap zum Intensitätsminimum findet sich in Anhang .22.

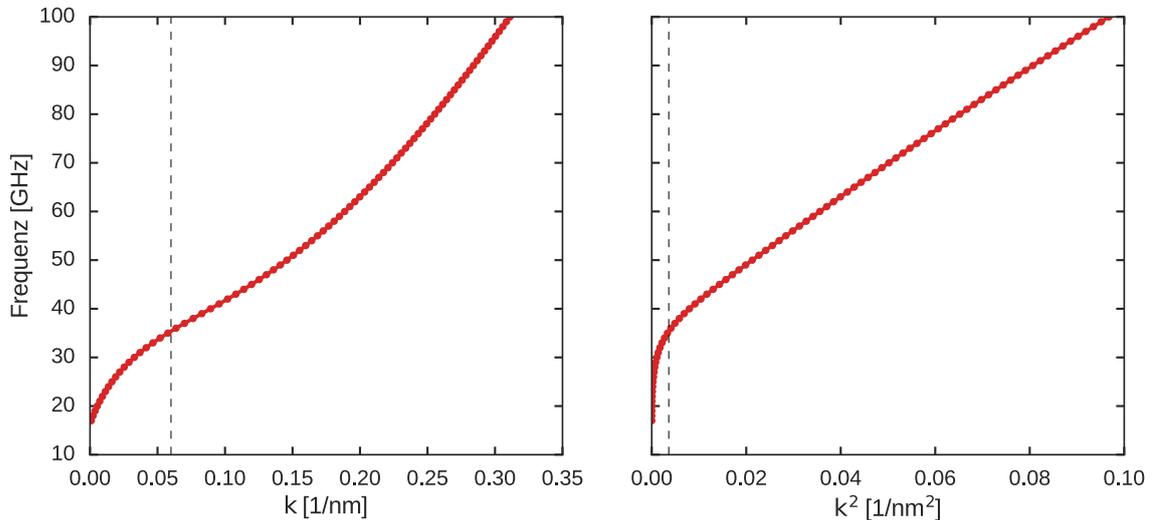


(b) Phasensprung sowie Stufenform für die Frequenzen bis 31 GHz. Die grauen Linien sind die Steigungsgeraden im Bereich vor der Wand.

**Abbildung 3.13:** Der Phasensprung so wie die Stufenform lassen sich auch bei höheren Frequenzen beobachten. Die mittlere Intensität hat für alle betrachteten Frequenzen ein lokales Minimum in der Domänenwand.

### 3.5 Dispersionsrelation

Durch einen linearen Fit der verschiedenen Phasen im Bereich vor der Wand, indem der Beitrag der stehenden Welle noch nicht signifikant ist, lässt sich für jede Frequenz ein Anstieg bestimmen (siehe ebenfalls Abb. 3.13b), der genau dem Wellenvektor  $k = \partial_x \phi(x)$  der entsprechenden ebenen Welle entspricht. In der gewonnenen Dispersionsrelation in Abb. 3.14 lassen sich die beiden Spinwellen-



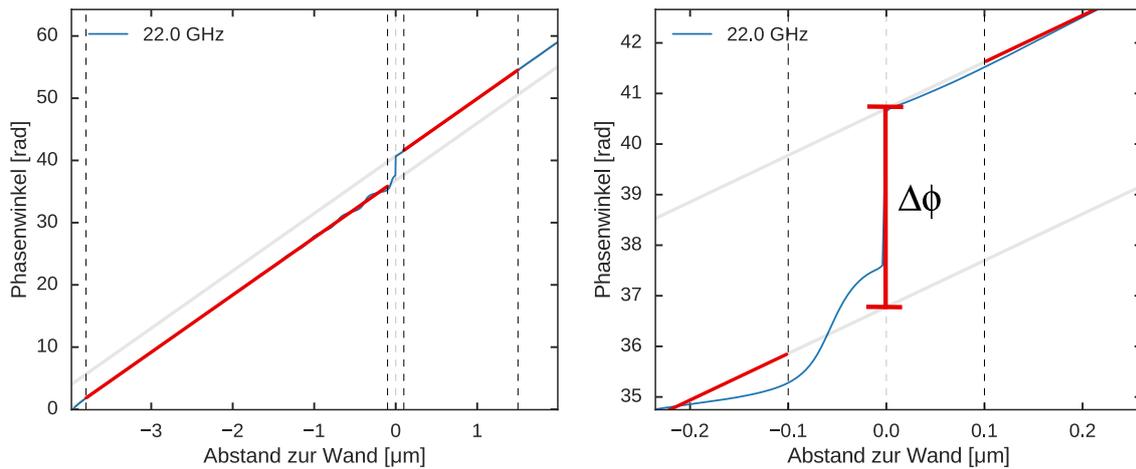
**Abbildung 3.14:** Die Dispersionsrelation der magnetostatischen Oberflächenwellen im Streifen. Jeder  $k$ -Wert wurde aus dem Anstieg der zur Frequenz gehörenden Phase gewonnen. Die gestrichelte Linie teilt die beiden Regime dipolare und Austausch-Spinwellen. Der Fehler auf  $k$  betrug im Mittel  $\Delta k \approx 1.30 \cdot 10^{-6} \text{ nm}^{-1}$ .

Sorten (also dipolar und austauschdominiert) erkennen. Für die Wellenvektoren  $k \lesssim 0.06 \text{ nm}^{-1}$ , was etwa einer Wellenlänge von  $\lambda \approx 105 \text{ nm}$  beziehungsweise etwa der doppelten Domänenwandstärke entspricht, handelt es sich um dipolare Moden, wohingegen im Bereich größerer Wellenvektoren die Frequenz proportional zu  $k^2$  ansteigt, was Spinwellen entspricht, die durch den Austausch bestimmt werden.

### 3.6 Phasenverschiebung

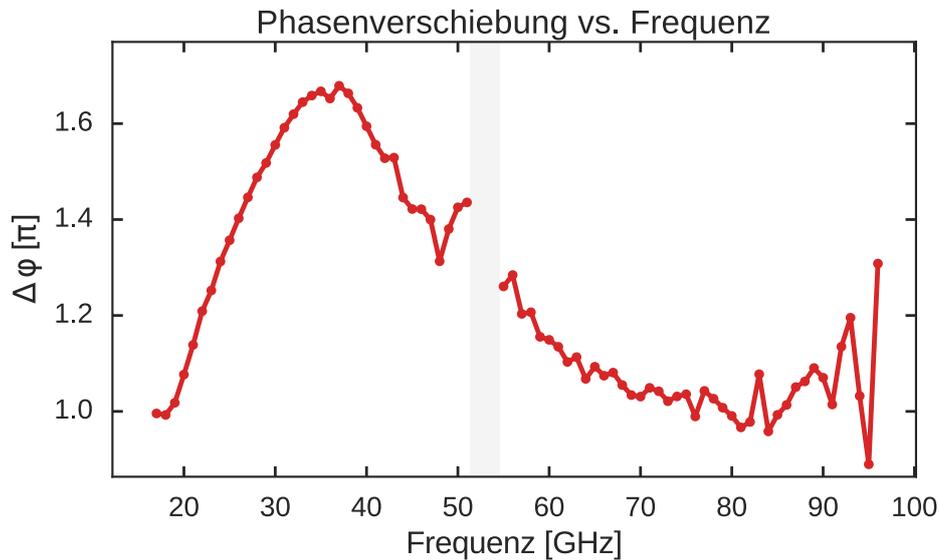
Die Phasenverschiebung wird aus der Differenz des Offsets eines Linearen Fits vor und nach der Domänenwand berechnet. Aufgrund des Anteils der stehenden Welle ist die Phase unmittelbar vor der Wand im Vergleich zum Fall ohne Wand verändert (zu sehen in Abbildung 3.15). Deshalb würde bloßes Ablesen direkt am Sprung das Ergebnis verfälschen. Für die verschiedenen Frequenzen wurden die Fitbereiche zum Teil leicht angepasst, um den Anteil der stehenden Welle besser herausmitteln zu können, zu sehen beispielhaft in Abbildung 3.17.

Für eine technische Anwendung wäre die unmittelbare Änderung der Phase, also hier durch bloßes Ablesen bestimmt, nicht interessant, da der Phasenunterschied des auslaufenden Signals zum einlaufenden Signal relevant ist. Das tatsächlich einlaufende Signal ist jedoch die ebene Welle.



**Abbildung 3.15:** Phasenverschiebung mit Fit bei 22.0 GHz.

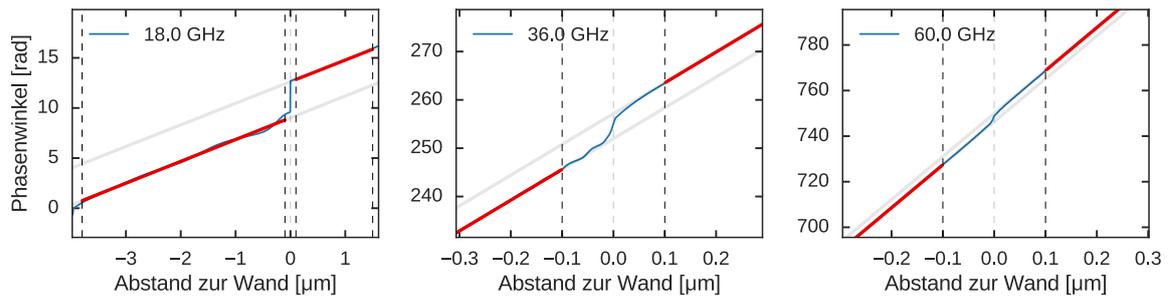
Es zeigt sich, dass die Phasenverschiebung  $\Delta\phi(f)$  durch die Domänenwand (in Abb. 3.16) zunächst einen deutlichen Anstieg besitzt, bis bei 36 GHz ein Maximum von etwa  $1,68\pi$  erreicht ist. Ab da fällt die Phasenverschiebung wieder langsam auf etwa  $\pi$  ab. Es fällt auf, dass hier der austauschdominierte Frequenzbereich beginnt. Bei großen Frequenzen versagt die Analyse­methode an der begrenzten Orts- und Zeitauf­lösung der Simulation, da sie sehr sensibel auf numerisches Rauschen ist.<sup>5</sup> Die Spinwellenamplitude wird durch die Dämpfung bei höheren Frequenzen hinter der Wand schlichtweg so klein, dass eine Berechnung der Ellipse erschwert wird.



**Abbildung 3.16:** Abhängigkeit der Phasenverschiebung einer Spinwelle durch eine Néel-Wand von der Spinwellenfrequenz. Im grauen Bereich war keine Phasenauswertung möglich.

<sup>5</sup>Mit MuMax3 ist es nicht möglich, beliebig kleine Zellgrößen zu simulieren, da die Software bei einem großen Verhältnis von Austauschkonstante zu Zellgröße Probleme bei der Berechnung der Austauschwechselwirkung aufweist.

Die fehlenden Punkte bei etwa 53 GHz rühren von einer zusätzlichen Mode her, die in diesem Bereich auftrat und eine Berechnung der Phasenverschiebung nicht möglich machte. Als Ursache wurde zunächst eine resonante Anregung der Domänenwand vermutet. Hierfür wurde das Domänenwand-spektrum (ähnlich wie das Spinwellenspektrum mit einem gepulsten Magnetfeld) aufgezeichnet und überprüft, ob sich Anteile aus diesem als Nebenpeaks im Spektrum der Simulation bei 53 GHz wiederfinden. Dies konnte jedoch nicht bestätigt werden. Der Fehler könnte numerischer Natur sein und bereits in der Simulation liegen.



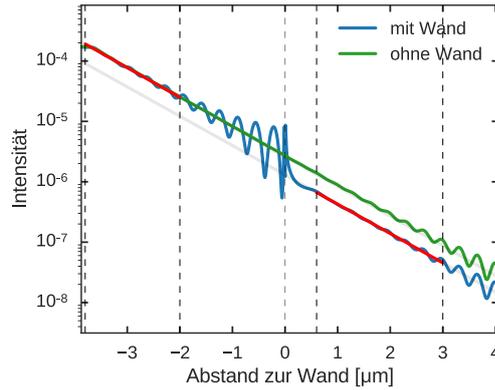
**Abbildung 3.17:** Vergleich des Fits der Phasenverschiebung für 18 GHz, 36 GHz und 60 GHz. Gerade bei höheren Frequenzen ist beobachtbar, dass der Sprung in der Phase aufgrund der höheren Steigung der Phase verschmiert. Der lineare Fit eignet sich zudem gut, um den Anteil der stehenden Welle herauszumitteln.

### 3.7 Transmissionskoeffizient

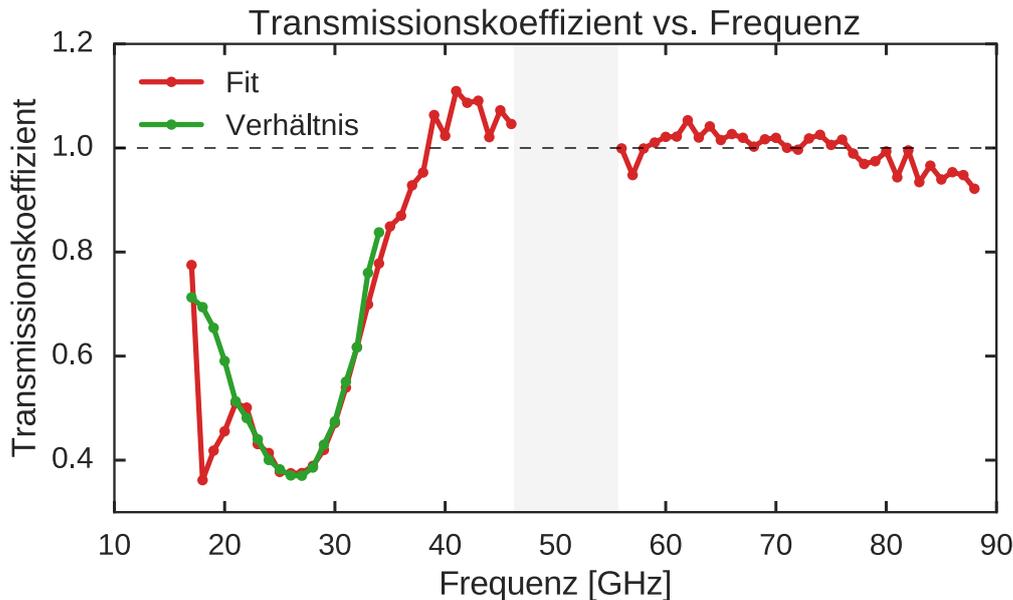
Um den Transmissionskoeffizienten frequenzabhängig zu bestimmen, wurde dieselbe Methode des Fittens vor und nach der Domänenwand angewendet. Diesmal wurde jedoch die Intensität in beiden Bereichen mit einem exponentiellen Abfall gefittet, wieder mit der Intention, den Anteil der stehenden Welle herauszumitteln. Trotzdem wurden wieder entsprechende Fitbereiche gewählt, um diesen Anteil so weit wie möglich vernachlässigen zu können. Aus dem Verhältnis der beiden so gewonnenen abfallenden Exponentialfunktionen am Ort  $x = 0$  lässt sich ein Transmissionskoeffizient  $T = I_t/I_0$  gewinnen. Dies gelang nicht bei allen Frequenzen. Bei niedrigen Frequenzbereichen machte sich die Rückreflexion von der Wand schon unmittelbar im Bereich der Anregung bemerkbar. Dies war vor allem unterhalb von 20 GHz der Fall. Um dies zu umgehen wurden zusätzlich für den Frequenzbereich von 17 GHz bis 34 GHz weitere Simulationen in einer Geometrie ohne Domänenwand durchgeführt. So konnte die mittlere Spinwellenintensität aus beiden Simulationen einer Position hinter der Domänenwand direkt verglichen werden. Ein Vergleich der beiden Auswertungsmethoden findet sich in in Abbildung 3.18.

Im Frequenzbereich ab etwa 40 GHz lieferte die Fitmethode quantitativ nicht zufriedenstellende Ergebnisse, überall da wo der Transmissionskoeffizient größer eins wurde. Dies liegt wieder an der leichten Rückreflexion durch den Dämpfungsgradienten am Ende des Streifens. Auch wenn es sich nur um eine leichte Rückreflexion handelt, so wird diese bei hohen Frequenzen immer eher bemerk-

**Abbildung 3.18:** Vergleich der beiden Auswertungsmethoden des Transmissionskoeffizienten am Beispiel einer Anregungsfrequenz von 22 GHz: In blau die Simulation mit Wand, sowie die dazugehörigen Fitbereiche; in grün die Simulation ohne Wand. Im Bereich ab  $x = 3 \mu\text{m}$  ist die Rückreflexion am Dämpfungsgradienten zu erkennen.



bar, da die von links einlaufende Intensität schneller abfällt. Der direkte Vergleich mit der Simulation ohne Domänenwand lieferte aus demselben Grund in diesem Frequenzbereich keine zufriedenstellenden Ergebnisse, da das stehende Wellenmuster aufgrund der Phasenverschiebung zum Fall ohne Wand überhaupt keinen direkten Vergleich und somit keine Berechnung eines Transmissionskoeffizienten mehr zuließ. Qualitativ konnte jedoch durch beide Methoden eine deutliche Entwicklung erkannt werden (siehe Abbildung 3.19).

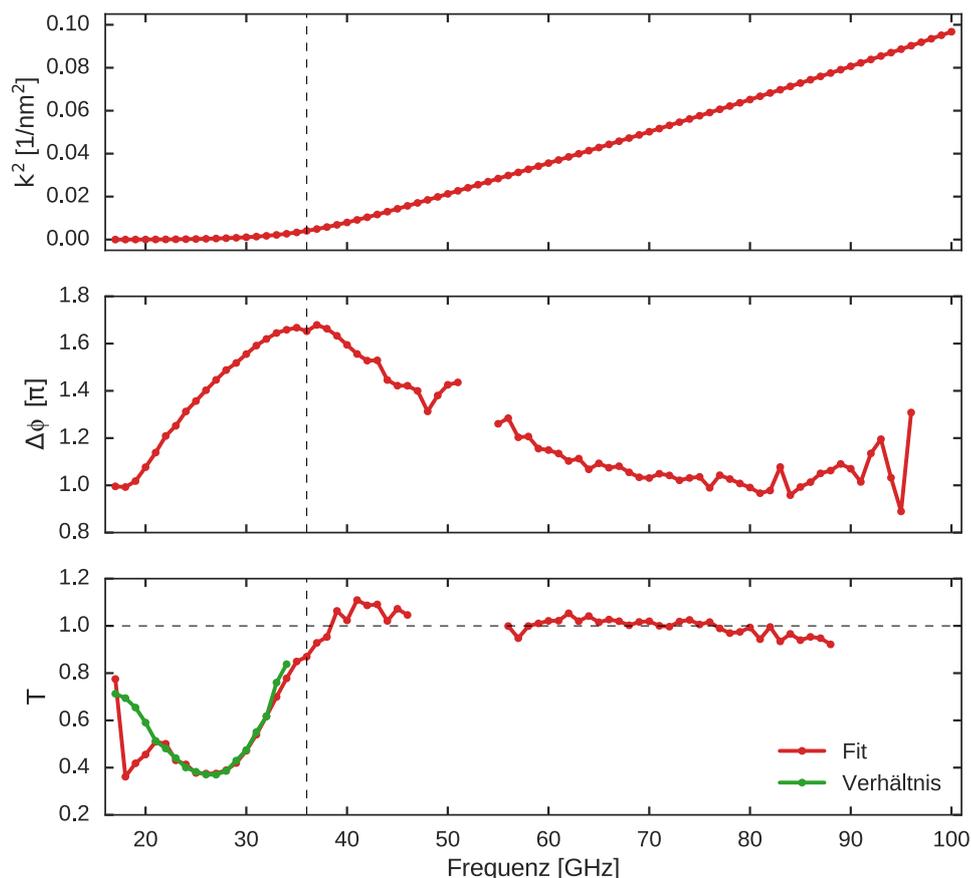


**Abbildung 3.19:** Abhängigkeit des Transmissionskoeffizienten von der Frequenz. In rot der Quotient aus der Fitmethode vor und hinter der Wand, sowie in grün der Quotient aus der direktem Verhältnis der Simulation mit Wand und der ohne Wand. Die fehlenden Punkte sind wieder bei bei 53 GHz auftretenden numerischen Fehler geschuldet.

Was bereits bei der Phasenverschiebung beobachtet wurde, lässt sich hier wiedererkennen: Der Frequenzbereich lässt sich wieder in den Bereich der dipolaren und der Austausch-Spinwellen unterteilen. Unterhalb von 36 GHz wird die Spinwelle teilweise reflektiert, wohingegen sie oberhalb fast vollständig transmittiert wird. Dies zeigte sich auch in der direkten Betrachtung der Intensität entlang der Propagationsrichtung in diesem Frequenzbereich.

# Zusammenfassung und Ausblick

Durch mikromagnetische Simulationen an epitaktischen Eisenstreifen mit einer uniaxialen Kristallanisotropie wurde das Verhalten von Spinwellen beim Passieren einer  $180^\circ$  Néel-Domänenwand im Frequenzbereich von 17 GHz bis 100 GHz untersucht. Durch eine Auswertung der Präzessionsellipse der einzelnen magnetischen Momente wurden für jede Frequenz die Phase und mittlere Intensität entlang des Streifens extrahiert. Diese Berechnung hat sich als sehr sensitiv auf unerwünschte Rückreflexionen am Ende des Streifens herausgestellt. Das könnte durch eine Simulation mit längerem Streifen reduziert werden, würde jedoch den Rechenaufwand für die Simulation steigern.



**Abbildung 3.20:** Zusammenstellung der inversen quadratischen Dispersionsrelation, sowie der Phasenverschiebung und des Transmissionskoeffizienten in Abhängigkeit der Spinwellenfrequenz. Die gestrichelte Linie bei  $f = 36$  GHz markiert den Übergangsbereich zwischen dipolarem und austauschdominiertem Regime. Sie ist nicht als harte Grenze zu verstehen. Die vertikale Linie soll lediglich als Orientierung für  $T = 1$  dienen.

Aus den Daten konnten die Dispersionrelation von magnetostatischen Oberflächenwellen bestimmt und eine Frequenzabhängigkeit der Phasenverschiebung und des Transmissionskoeffizienten durch die Wand gefunden werden. Weiterhin wurden stehende Wellen vor der Wand, sowie ein Minimum der mittleren Spinwellenintensität in der Mitte der Wand beobachtet. Das Intensitätsminimum wurde als Folge der Stetigkeitsbedingung der Präzessionsbewegung bei einem Phasensprung interpretiert. Bei etwa 36 GHz, entsprechend einer Wellenlänge von  $\lambda = 104$  nm konnte ein Übergangsbereich im Transmissionsverhalten festgestellt werden. Unterhalb dieser Grenze nimmt die Phasenverschiebung zunächst auf  $1,68\pi$  zu und die Welle wird teilweise reflektiert. Oberhalb des Übergangsbereichs fällt die Phasenverschiebung wieder langsam auf näherungsweise  $\pi$  ab und die Welle wird fast vollständig transmittiert. Macke und Goll haben ein derartiges Verhalten in einer ähnlichen Geometrie, jedoch mit Kobaltstreifen, beobachtet [17] und es mit dem Verhältnis der Wellenlänge zur Domänenwandstärke in Verbindung gesetzt. Sie haben totale Transmission gefunden, wenn die Wellenlänge die Domänenwandstärke unterschreitet. In dieser Bachelorarbeit wurde zusätzlich ein Zusammenhang des Transmissionsverhaltens mit der Spinwellensorte gefunden. So bildet der Übergang von dipolaren zu Austauschspinwellen einen Grenzbereich. Zu sehen ist dies in der Zusammenstellung 3.20 im Vergleich mit der Dispersionsrelation.

Eine frequenzabhängige Phasenverschiebung könnte verwendet werden, um spinwellenbasierte Logikgatter zu konstruieren [2]. Ebenso ließe sich ein frequenzabhängiger Transmissionskoeffizient für frequenzsensitive Filter verwenden. Weiterhin würde die frequenzabhängige Rückreflexion und damit die stehende Welle Elemente wie Spinwellenresonatoren ermöglichen, indem man eine Geometrie mit aufeinanderfolgenden Domänenwänden nutzt.

Eine Kenntnis über das Transmissionsverhalten von Néel-Wänden ermöglicht außerdem die experimentelle Untersuchung von Phänomenen wie zum Beispiel *spinwelleninduziertem spin-transfer torque* [18], da mit den Spinwellen effektiv Drehimpuls durch die Domänenwand transportiert wird.

# Literaturverzeichnis

- [1] Takeshi Seki, Kazutoshi Utsumiya, Yukio Nozaki, Hiroshi Imamura, and Koki Takanashi. Spin wave-assisted reduction in switching field of highly coercive iron-platinum magnets. *Nature Communications*, 4, 2013. doi: <http://dx.doi.org/10.1038/ncomms2737>. URL <http://www.nature.com/articles/ncomms2737#supplementary-information>.
- [2] T. Schneider, A. A. Serga, B. Leven, B. Hillebrands, R. L. Stamps, and M. P. Kostylev. Realization of spin-wave logic gates. *Applied Physics Letters*, 92(2):022505, 2008. doi: <http://dx.doi.org/10.1063/1.2834714>. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/92/2/10.1063/1.2834714>.
- [3] C. Hassel, S. Stienen, F. M. Römer, R. Meckenstock, G. Dumpich, and J. Lindner. Resistance of domain walls created by means of a magnetic force microscope in transversally magnetized epitaxial fe wires. *Applied Physics Letters*, 95(3):032504, 2009. doi: <http://dx.doi.org/10.1063/1.3187219>. URL <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/apl/95/3/10.1063/1.3187219>.
- [4] Joachim Stöhr and Hans Christoph Siegmann. Magnetism. *Solid-State Sciences*. Springer, Berlin, Heidelberg, 5:504, 2006.
- [5] Jenő Sólyom. *Fundamentals of the Physics of Solids: Volume 1: Structure and Dynamics*, volume 1. Springer Science & Business Media, 2007.
- [6] LD Landau, EM Lifschitz Berlin, VIII Band, and Elektrodynamik der Kontinua. Lehrbuch der theoretischen physik. *Naturwissenschaften*, 69:9, 1982.
- [7] Jacques Miltat, Gonçalo Albuquerque, and André Thiaville. An introduction to micromagnetics in the dynamic regime. In *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I*, pages 1–33. Springer, 2002.
- [8] Charles Kittel. On the theory of ferromagnetic resonance absorption. *Phys. Rev.*, 73:155–161, Jan 1948. doi: 10.1103/PhysRev.73.155. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.73.155>.
- [9] Daniel D Stancil and Anil Prabhakar. *Spin waves*. Springer, 2009.

- [10] B A Kalinikos and A N Slavin. Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, 19(35):7013, 1986. URL <http://stacks.iop.org/0022-3719/19/i=35/a=014>.
- [11] Arne Vansteenkiste, Jonathan Leliaert, Mykola Dvornik, Mathias Helsen, Felipe Garcia-Sanchez, and Bartel Van Waeyenberge. The design and verification of mumax3. *AIP Advances*, 4(10):107133, 2014. doi: <http://dx.doi.org/10.1063/1.4899186>. URL [http://scitation.aip.org/content/aip/journal/adva/4/10/10.1063/1.4899186;jsessionid=HUHNuPJ\\_XLmP7GYcD\\_9JzZ--.x-aip-live-02](http://scitation.aip.org/content/aip/journal/adva/4/10/10.1063/1.4899186;jsessionid=HUHNuPJ_XLmP7GYcD_9JzZ--.x-aip-live-02).
- [12] S. Zhang and Z. Li. Roles of nonequilibrium conduction electrons on the magnetization dynamics of ferromagnets. *Phys. Rev. Lett.*, 93:127204, Sep 2004. doi: 10.1103/PhysRevLett.93.127204. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.93.127204>.
- [13] J.C. Slonczewski. Current-driven excitation of magnetic multilayers. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 159(1):L1 – L7, 1996. ISSN 0304-8853. doi: [http://dx.doi.org/10.1016/0304-8853\(96\)00062-5](http://dx.doi.org/10.1016/0304-8853(96)00062-5). URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0304885396000625>.
- [14] J. Xiao, A. Zangwill, and M. D. Stiles. Boltzmann test of Slonczewski’s theory of spin-transfer torque. *Phys. Rev. Lett.*, 70(17):172405, November 2004. doi: 10.1103/PhysRevB.70.172405.
- [15] JF Cochran. Ultrathin magnetic structures ii. 1994.
- [16] E. Oran Brigham. *The fast Fourier transform*, volume 7. Prentice-Hall Englewood Cliffs, NJ, 1974.
- [17] Sebastian Macke and Dagmar Goll. Transmission and reflection of spin waves in the presence of néel walls. *Journal of Physics: Conference Series*, 200(4):042015, 2010. URL <http://stacks.iop.org/1742-6596/200/i=4/a=042015>.
- [18] Matthew W. Daniels, Wei Guo, G Malcolm Stocks, Di Xiao, and Jiang Xiao. Spin-transfer torque induced spin waves in antiferromagnetic insulators, Aug 2014.

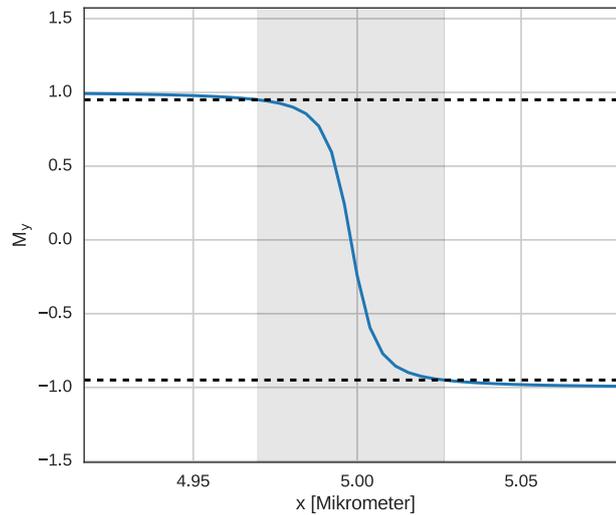
# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich neben der Arbeitsgruppe Magnonik des HZDR, in der stets eine angenehme Arbeitsatmosphäre herrscht, bei einer Reihe von Personen bedanken, die auf verschiedene Art und Weise zum Gelingen dieser Bachelorarbeit beitragen haben:

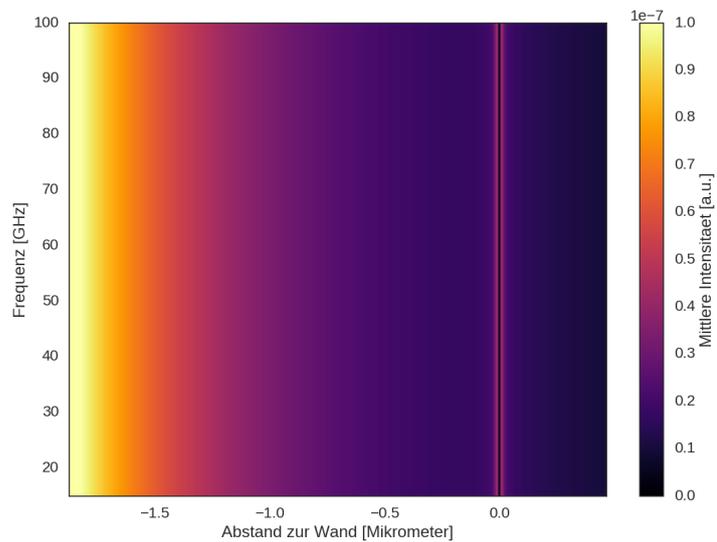
Prof. Dr. Jürgen Fassbender sowie Prof. Dr. Manfred Helm für die Übernahme des Erst- und Zweitgutachtens, Dr. Helmut Schultheiß für die Aufnahme in die Arbeitsgruppe Magnonik, für die Vergabe des interessanten Themas und die Möglichkeit, hier meine Bachelorarbeit schreiben zu dürfen. Als nächstes Kai Wagner, der ebenso wichtige Impulse zur Auswertung und Interpretation der Ergebnisse geliefert hat. Ihm, sowie Dr. Attila Kakay und Tobias Schneider für die Beratung beim Umgang mit mikromagnetischen Simulationen und der Software MuMax, Tobias Hula für die Erstellung der Grafik 3.5. Außerdem Danke an Friedrich Zahn für die 4 Räder und Kerstin Kadritzke für die 163 Anmerkungen.



# Anhang



**Abbildung .21:** Bestimmung der Domänenwandstärke. Eine Möglichkeit die Dicke einer Domänenwand zu bestimmen, ist o.B.d.A. die Sprungbreite von  $M_y$  von 95% bis -95% der Sättigungsmagnetisierung zu betrachten. Im reduzierten Einheitensystem der mikromagnetischen Simulation ist diese auf eins normiert. Auf diese Weise wurde ein Breite von 56,9 nm bestimmt.



**Abbildung .22:** Zeigt die Spinwellenintensität in Abhängigkeit vom Abstand der Wand sowie der Frequenz für die Frequenzen von 17 GHz bis 100 GHz angeregt mit 10 mT. Der Intensitätsminimum in der Wand ist für alle Frequenzen beobachtbar.

## **Erklärung**

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit im Rahmen der Betreuung am Institut für Ionenstrahlphysik und Materialforschung ohne unzulässige Hilfe Dritter verfasst und alle Quellen als solche gekennzeichnet habe.

Lukas Körber  
Dresden, Oktober 2016