

Universität Duisburg-Essen
Fakultät für Physik

**Charakterisierung periodisch strukturierter
magnetischer dünner Filme mittels
Ferromagnetischer Resonanz**

zur Erlangung des akademischen Grades eines

Master of Science

vorgelegte Master-Arbeit

von **Kai Wagner**
aus Hilden

Betreuer: Prof. Dr. Michael Farle
Universität Duisburg-Essen
AG Farle

Duisburg, Mai 2013

Meinen Eltern Kornelia und Rolf

Das Schönste, was wir erleben können, ist das Geheimnisvolle. Es ist das Grundgefühl, das an der Wiege von wahrer Wissenschaft und Kunst steht. Wer es nicht kennt und sich nicht mehr wundern oder staunen kann, der ist sozusagen tot und sein Auge erloschen.

(Albert Einstein, 1879-1955)

Kurzversion

In der vorliegenden Arbeit werden Aspekte der Spinwellendynamik periodisch strukturierter dünner $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Filme auf $\text{SiO}_2/\text{Si}(001)$ mittels der Ferromagnetischen Resonanz (FMR) untersucht. Die effektive Schichtdicke der magnetischen Filme wird periodisch und stufenartig entlang einer Richtung in der Filmebene variiert (Periodizität: 250 – 310 nm, Schichtdicke: 20–30 nm, effektive Schichtdickenmodulation: 1–4 nm). Es werden winkelabhängige FMR-Messungen im X-Band sowie frequenzabhängige FMR-Messungen in einem Bereich von 2 – 24 GHz an den strukturierten Proben und unstrukturierter Referenzfilme in der Filmebene durchgeführt. Zur Interpretation der experimentellen Daten werden ein störungstheoretischer Ansatz, mikromagnetische Simulationen und ein in der vorliegenden Arbeit entwickeltes Modell, basierend auf gekoppelten Oszillatoren, verwendet.

Für die frequenzabhängigen FMR-Messungen wird eine gute Übereinstimmung mit den unterschiedlichen Modellen gefunden. Anhand der Modelle können so für die verschiedenen Proben unter Anderem die effektive Magnetisierung $M_{eff} = 773 - 795 \text{ kA/m} \pm 10\%$, der Gilbert-Dämpfungsparameter $\alpha_G = 6.34 \cdot 10^{-3} - 7.55 \cdot 10^{-3} \pm 15\%$ und die Spinwellensteifigkeit $D = 252(\pm 20\%) - 312(\pm 10\%) \text{ meV}\text{\AA}^2$ bestimmt werden.

Desweiteren lassen sich die detektierten Eigenmoden der betrachteten Systeme unter Berücksichtigung periodischer Entmagnetisierungsfelder und einer dadurch bedingten Kopplung der Magnonen interpretieren. Deren Dispersionsrelation und Eigenschaften werden, anhand der Modelle und experimentellen Daten, näher untersucht. Es wird ein mit dem externen Magnetfeld variierender Beitrag des uniformen Magnons zu den Eigenmoden gefunden und eine Abstoßung zwischen diesen beobachtet. Für die schwere Richtung der Magnetisierung werden die Kopplungskonstanten $K_{i,j}$ zwischen den beitragenden Magnonen in erster Näherung zu $K_{i,j} = 50(\pm 60\%) - 550(\pm 80\%) \text{ MHz}$ bestimmt. Darüber hinaus werden systematische Unterschiede der Modellbeschreibungen im Zusammenhang mit der effektiven Streifenhöhe und den winkelabhängigen FMR-Messungen festgestellt und mögliche Ursachen dieser Abweichung diskutiert.

Abstract

Ferromagnetic Resonance characterization of periodically structured magnetic thin films

In the presented work periodically structured thin $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -films on $\text{SiO}_2/\text{Si}(001)$ are investigated for aspects of their spinwave dynamic by Ferromagnetic Resonance (FMR). The effective thickness of the magnetic films is varied periodically and step-like across one direction in the film-plane (periodicity: 250 – 310 nm, film-thickness: 20 – 30 nm, effective thickness-modulation: 1 – 4 nm). Angular-dependent FMR-measurements at ≈ 9.5 GHz and frequency-dependent FMR-measurements in the range of 2 – 24 GHz are performed on the structured samples as well as on unstructured referencefilms in the film-plane. To interpret the experimental data a perturbation theory, micromagnetic simulations and a model based on coupled oscillators, which is developed in the present work, are considered.

The frequency-dependent FMR-measurements on the different samples show a good agreement with the theoretical models and hence amongst other magnetic parameters the g -factor $g = 2.10 - 2.13 \pm 10\%$, the effective magnetization $M_{eff} = 773 - 795 \text{ kA/m} \pm 10\%$, the gilbert-dampingparameter $\alpha_G = 6.34 \cdot 10^{-3} - 7.55 \cdot 10^{-3} \pm 15\%$ and the spinwave stiffnessconstant $D = 252(\pm 20\%) - 312(\pm 10\%) \text{ meV}\text{\AA}^2$ can be determined.

The detected eigenmodes of the investigated systems are interpreted by taking account of periodic demagnetization fields, which lead to a magnon-magnon-coupling. The dispersion relation and properties of those eigenmodes are further analyzed by comparing the experimental data and theoretical models. A varying contribution of the uniform Magnon to those eigenmodes is found and a moderepulsion between them is observed. For the hard axis of the magnetization the coupling constants $K_{i,j}$ between the contributing magnons are determined to a first approximation $K_{i,j} = 50 \pm (60\%) - 550 \pm (80\%) \text{ MHz}$. Systematic differences between the models regarding the effective thickness variation and the angular-dependent FMR-measurements are observed and possible causes are discussed.

Die häufigsten Abkürzungen

a_0	Periodizität der Strukturierung	Inset	In einer Abbildung eingebettetes Diagramm
A	Austauschkonstante		
α_G	Gilbert-Dämpfungsparameter	\vec{k}	Wellenvektor der Magnonen
AFM	Raster-Kraft-Mikroskopie / Atomic Force Microscopy	$K_{i,j}$	Kopplungskonstanten zwischen Magnonen mit den Wellenvektoren $\vec{k} = i\vec{g}_0$ und $\vec{k}' = j\vec{g}_0$ im Oszillator-Modell
χ_{HF}	Hochfrequenz-Suszeptibilität		
C_k	räumliche Fourierkomponenten der magnetischen Pseudo-Ladungen	Kij	Kreuzungspunkte der Magnonen mit den Wellenvektoren $\vec{k} = i\vec{g}_0$ und $\vec{k}' = j\vec{g}_0$
d	Schichtdicke des magnetischen Filmes	LLGG	Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung
δ	Eindringtiefe der Mikrowelle		
D	Spinwellensteifigkeit	LK,RK	Streifenkanten an der Filmoberfläche
ΔH	Volle Linienbreite bei halber Höhe der Absorptionslinie	$\vec{\mu}$	Magnetisches Moment
ΔH_{pp}	„Peak-to-Peak“ Linienbreite der Absorptionslinien	\vec{M}	Magnetisierung
EDX	Energiedisperse Röntgenspektroskopie / energy dispersive X-Ray spectroscopy	\vec{m}	dynamische Magnetisierung
		\vec{M}_{eff}	Effektive Magnetisierung
		M_s	Sättigungsmagnetisierung
ESV	Elektronenstrahlverdampfen / electron beam evaporation	$\underline{\underline{N}}$	Entmagnetisierungstensor
		$\overline{\text{Ni}}$	Nickel
Fe	Eisen	$\omega(\vec{k})$	Dispersionsrelation der Magnonen
FMR	Ferromagnetische Resonanz	OOMMF	Object Oriented MicroMagnetic Framework / Mikromagnetisches Simulationspaket
\vec{g}_0	Reziproker Streifenperiodizitätsvektor		
g	g-Faktor	σ_m	Magnetische Pseudo-Oberflächenladung
γ	spektroskopischer Aufspaltungsfaktor / spectroscopic splitting-factor	ρ_m	Magnetische Pseudo-Ladung
		ϕ	Spinwellenwinkel
\vec{H}	Magnetfeld	PMMA	Polymethyl Methacrylat
h	Schichtdickenvariation / Streifenhöhe	Ψ	Winkel des externen Magnetfeldes in der Filmebene / inplane-Winkel
\vec{H}^{dem}	Entmagnetisierungsfeld		
H_k^{dem}	räumliche Fourierkomponenten des Entmagnetisierungsfeld	Pt	Platin
		TEM	Transmissions-Elektronen-Mikroskop
H_s	effektives Magnetfeld einer Oberflächenanisotropie	w	Streifenbreite

Anmerkungen In der vorliegenden Arbeit werden Dezimalpunkte anstelle Dezimalkommata verwendet. Für chemische Elemente werden die gemäß der „Internationalen Union für reine und angewandte Chemie“ üblichen Abkürzungen wie z. B. C für Kohlenstoff verwendet. In Abbildungen mit eingebetteten Diagrammen (Inset) entspricht die Achsenbeschriftung der Insets stets denen der Hauptdiagramme und wird zur vergrößerten Darstellung der Insets nicht extra angegeben. Die Fehlerbalken der experimentellen Linienlagen liegen, sofern nicht explizit angegeben, innerhalb der Symbolgröße. Die magnetische Induktion \vec{B} wird in dieser Arbeit als Magnetfeld bezeichnet. Diese ist aber stets durch die Angabe der Einheit vom Magnetfeld \vec{H} differenzierbar. Die magnetische Induktion ist in der Einheit [T] angegeben, während das Magnetfeld in der Einheit [A/m] angegeben ist. Die Dispersionsrelation $\omega(\vec{k})$ wird im Rahmen dieser Arbeit in den Diagrammen und dem Vergleich mit dem Experiment häufig in einer entsprechenden Frequenzen $f(k)$ angegeben. Diese wird gemäß des Zusammenhanges $\omega(\vec{k}) = 2\pi f(\vec{k})$ umgerechnet. Ebenso werden die Kopplungskonstanten bzw. Kopplungsstärken gemäß des Oszillator-Modells $K_{i,j}$ in der Einheit einer Frequenz angegeben und sind über $K_{i,j} \cdot 2\pi\hbar$ in eine entsprechende Energie überführbar.

Inhaltsverzeichnis

Kurzversion / Abstract	I
Die häufigsten Abkürzungen	V
1 Motivation und Einleitung	1
2 Theoretische Grundlagen	3
2.1 Homogene dünne ferromagnetische Filme	3
2.1.1 Theorie zur Ferromagnetische Resonanz (FMR)	3
2.1.2 Die Austauschwechselwirkung	8
2.1.3 Die dipolare Wechselwirkung	9
2.1.4 Dispersionsrelation von Magnonen	11
2.1.4.1 Dispersionrelation einer austauschgekoppelten Spinkette	11
2.1.4.2 Dispersionrelation eines homogenen dünnen ferromagnetischen Filmes	12
2.2 Strukturierte dünne ferromagnetische Filme	17
2.2.1 Das Entmagnetisierungsfeld einer periodischen Strukturierung	17
2.2.1.1 Berechnung des Entmagnetisierungsfeldes	17
2.2.1.2 Eigenschaften des Entmagnetisierungsfeldes und Vergleich der unterschiedlichen Berechnungsmodelle	19
2.2.2 Einfluss des Entmagnetisierungsfeldes einer periodischen Strukturierung auf die Ferromagnetische Resonanz	21
2.2.2.1 Magnon-Magnon-Kopplung nach störungstheoretischem Ansatz	21
2.2.2.2 Magnon-Magnon-Kopplung im Modell gekoppelter Oszillatoren	23
2.2.3 Mikromagnetische Simulation der Ferromagnetischen Resonanz von periodischen Systemen	28
2.3 Zusammenfassung	30
3 Experimentelle Methoden	31
3.1 Strukturierte Permalloy-Filme	31
3.1.1 Ni ₈₀ Fe ₂₀ -Filme mit periodischer Oberflächenkorrugation	32
3.1.2 Ni ₈₀ Fe ₂₀ -Filme mit periodischen Streifendefekten	37
3.1.3 Zusammenfassung	39
3.2 Messung der Ferromagnetischen Resonanz (FMR)	40
3.2.1 Winkelabhängige FMR mittels konventioneller Resonatormessungen	40
3.2.2 Frequenzabhängige FMR mittels Kurzschluss technik	41

4	Experimentelle Bestimmung der magnetischen Probenparameter	43
4.1	Bestimmung von Linienlage, Linienbreite und Fläche der Absorptionslinien anhand Einzelspektren	43
4.2	Magnetische Parameter unstrukturierter Referenzfilme	46
4.3	Magnetische Parameter der strukturierten Filme	48
4.3.1	Frequenzabhängige FMR-Messungen in leichter Richtung der Magnetisierung	49
4.3.2	Frequenzabhängige FMR-Messungen in schwerer Richtung der Magnetisierung	51
4.3.3	Winkelabhängige FMR-Messungen	53
4.4	Abschliessende Betrachtung der Probenparameter der strukturierten Ni ₈₀ Fe ₂₀ -Filme	54
5	Diskussion	57
5.1	Frequenzabhängige FMR-Messungen in schwerer Richtung der Magnetisierung	57
5.1.1	Interpretation anhand des Oszillator-Modell	60
5.1.1.1	Modenabstoßung und Kopplungsstärke	60
5.1.1.2	Modenmischung und Intensitätswechsel	66
5.1.1.3	Zusammenfassung	68
5.1.2	Interpretation anhand der mikromagnetischen Simulationen	69
5.1.2.1	Modenabstoßung und effektive Streifenhöhe	69
5.1.2.2	Modenmischung und Modenprofile	71
5.1.2.3	Zusammenfassung	78
5.1.3	Interpretation anhand des störungstheoretischen Ansatzes	79
5.1.3.1	Zusammenfassung	83
5.1.4	Abschliessende Betrachtung	83
5.2	Winkelabhängige FMR-Messungen	85
5.2.1	Vorbetrachtungen zu den winkelabhängigen FMR-Messungen	85
5.2.2	Vergleich der theoretischen Modelle mit den winkelabhängigen FMR-Messungen	87
5.2.3	Zusammenfassung	91
5.3	Systematische Unterschiede	92
6	Zusammenfassung und Ausblick	95
A	Anhang	99
A.1	Weitere Modelle zur Berechnung des Entmagnetisierungsfeld	99
A.2	Notationen zum störungstheoretischen Ansatz	102
A.3	AFM-Messung an 20nmPyOL	103
A.4	Prozessparameter zur Herstellung	104
A.5	Winkelabhängige FMR-Messung am Referenzfilm zur Probe 20nmPyOL	105
A.6	Winkelabhängige Messungen der FMR an den strukturierten Filmen	106
A.6.1	Vergleich der theoretischen Modelle zur Probe <i>KIBM 5-1-1</i>	108
A.7	Frequenzabhängige Messungen der FMR in leichter Richtung	110
A.8	Frequenzabhängige Messungen der FMR in schwerer Richtung	116
A.8.1	Gemessene Spektren	116
A.8.2	Vergleich der Resonanzlinienlagen zur Probe <i>20nmPyUR</i> mit der mikromagnetischen Simulation	118

A.9 Systematische Fehlerquellen bei der Bestimmung der Ferromagnetischen Resonanz	119
A.10 Diskussion der Linienbreitenanalyse früherer Messungen	121
A.11 Linienbreiten der frequenzabhängigen FMR-Messungen in schwerer Richtung	123
Literaturverzeichnis	125

1 Motivation und Einleitung

Mit der rasanten Entwicklung der Informations- und Kommunikationstechnologien gewinnen Datenspeicher und Datenverarbeitung zunehmend an Bedeutung für unser alltägliches Leben. In der heutigen Computerarchitektur werden hierzu vorwiegend dünn-schichtige und in ihren Dimensionen immer kleiner werdende magnetische Bauteile, bis in den Nanometerbereich, eingesetzt. Die Skalierung der magnetischen Eigenschaften volumenartiger Materialien ist bei diesen Strukturgrößen meist nicht mehr möglich, da Grenzflächen und mikroskopische Eigenschaften immer stärkeren Einfluss nehmen. Aus diesem Grund ist das Studium des Spinwellenspektrums und der magnetischen Eigenschaften entsprechender Systeme seit vielen Jahren ein aktives Forschungsfeld [1, 2, 3, 4].

Ein Zweig der Forschung beschäftigt sich mit der Nutzung von Spinwellen zur Informationsübertragung und -verarbeitung in magnetischen Systemen [5, 6]. Der Einfluss der Strukturierung ist dabei durch die Miniaturisierung von zunehmender Bedeutung für die Magnetisierungsdynamik und deren Einsatzmöglichkeiten. Ein Teilgebiet dieses Forschungszweiges stellt die Untersuchung periodisch strukturierter magnetischer Systeme dar. Diese werden auch magnonische Kristalle genannt und bilden das magnetische Gegenstück zu photonischen Kristallen. Solche magnonischen Metamaterialien werden gegenwärtig im Rahmen der Spintronik und der Massenspeichermedien „patterned media“ untersucht [7, 8]. Die magnonischen Kristalle bilden das Trägermedium von Spinwellen, deren Periodizität zu einer komplexen Bandstruktur und damit neuen Eigenschaften ihrer magnetischen Anregungen führt [9]. Diese bieten nach heutiger Ansicht gegenüber photonischen Kristallen den entscheidenden Vorteil, dass deren Eigenschaften, wie beispielsweise die Wellenlänge der Magnonen oder die Bandlücken im Anregungsspektrum, durch ein externes Magnetfeld kontrolliert werden können [10].

Da die Spinwellen dieser Materialien entscheidend die Zeitdauer der Schreibprozesse sowie deren magnetische Stabilität und Transmissionseigenschaften beeinflussen, ist ein grundsätzliches Verständnis dieser Systeme wichtig, um deren Einsatz in zukünftigen Technologien zu ermöglichen. Erste Arbeiten von Sykes et al. beschäftigten sich hierzu 1976 mit periodisch strukturierten YIG-Filmen (YIG: Yttrium Iron Garnet) und deren Spinwellentransmission [11]. Deren Breite technologische Nutzung ist allerdings durch die erschwerte Vereinbarkeit des Aufwuchsprozesses von YIG-Filmen mit der heutigen Halbleitertechnologie und deren Strukturgrößen im Mikrometerbereich stark eingeschränkt und erfordert die Ersetzung der YIG-Filme durch beispielsweise ferromagnetische dünne Filme und Strukturgrößen im Nanometerbereich [12].

Im Rahmen dieser Arbeit werden daher periodisch strukturierte dünne $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Filme auf ihre magnetischen Eigenschaften und Aspekte der Spinwellendynamik hin charakterisiert. Diese magnetischen Filme weisen effektiv eine eindimensionale periodische stufenartige Variation derer Schichtdicke d auf. In Abbildung 1.1 sind die so strukturierten Filme schematisch gezeigt. Diese können als ein homogener magnetischer Film in Kombination mit einem eindimensionalen magnonischen Kristall, in Form einer periodischen Streifenanordnung, betrachtet werden. Die Variationsamplitude h ist dabei klein gegenüber der Schichtdicke gewählt, sodass der Grenzfall einer schwachen Störung durch eine periodische

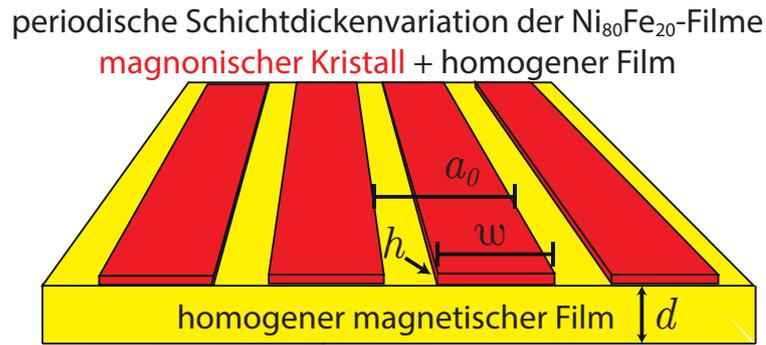


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung der in der vorliegenden Arbeit untersuchten strukturierten $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Filme. Die Schichtdicke d der Filme wird mit einer Periodizität a_0 entlang einer Richtung um den Betrag h stufenartig variiert. Die rot dargestellte Streifenanordnung, der Streifenbreite w , an der Oberfläche des homogenen magnetischen Filmes, kann als ein eindimensionaler magnonischer Kristall aufgefasst werden.

Strukturierung untersucht wird. Dies bietet den Vorteil, dass die zahlreichen möglichen Einflüsse der Strukturierung, wie beispielsweise eine Domänenbildung, stark inhomogene effektive Felder oder Formanisotropien, sich für diese Systeme im Wesentlichen auf eine Betrachtung des Entmagnetisierungsfeldes reduzieren lassen. Dabei wurden $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Filme gewählt, da für dieses Material die magnetischen Anisotropien und die Magnetostriktion in erster Näherung vernachlässigbar sind [13] und somit die Einflüsse der Strukturierung gezielter untersucht werden können.

Eine bedeutende Methode zur Untersuchung der statischen magnetischen Eigenschaften und der Magnetisierungsdynamik solcher strukturierter Systeme stellt die Messung der Ferromagnetischen Resonanz (FMR) dar [14]. Es handelt sich dabei um eine integrale Messmethode und die Interpretation der im Rahmen dieser Arbeit gesammelten Messdaten erfordert theoretische Modellbeschreibungen, die nicht nur die ungestörten magnetischen $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Filme, sondern auch den Einfluss der Strukturierung auf das Signal der Messungen beschreiben können. Aus diesem Grund werden drei unterschiedliche theoretische Ansätze betrachtet, um die experimentellen Messdaten und magnetischen Anregungen wechselseitig interpretieren zu können. Die hierzu verwendeten Modelle sind ein störungstheoretischer Ansatz nach Gallardo und Landeros [15], mikromagnetische Simulationen anhand der Software Object Oriented Micromagnetic Framework [16] und ein im Rahmen dieser Arbeit entwickeltes Modell, basierend auf gekoppelten Oszillatoren.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt: In Kapitel 2 werden die theoretischen Grundlagen zur Beschreibung homogener und strukturierter dünner magnetischer $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Filme erläutert. Kapitel 3 widmet sich den experimentellen Methoden. Dort werden die Herstellung und strukturelle Untersuchung der strukturierten Systeme und die eingesetzten Messtechniken erläutert. In Kapitel 4 wird die Bestimmung der magnetischen Probenparameter der Systeme beschrieben und diese diskutiert. Anschliessend werden in Kapitel 5 die experimentellen Messdaten im Zusammenhang mit den theoretischen Modellen in Bezug auf die dynamischen Anregungen tief gehender diskutiert und eine mögliche Interpretation der Beobachtungen entwickelt. In Kapitel 6 werden abschliessend die gesammelten Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefasst und ein Ausblick auf mögliche zukünftige Untersuchungen gegeben.

2 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Grundlagen zur Beschreibung der Ferromagnetischen Resonanz periodisch strukturierter $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Filme vorgestellt. Abschnitt 2.1 widmet sich zunächst homogenen dünnen ferromagnetischen Filmen und daran anschliessend Abschnitt 2.2 den strukturierten dünnen ferromagnetischen Filmen und den zusätzlichen Einflüssen durch die Strukturierung auf die Magnetisierungsdynamik.

2.1 Homogene dünne ferromagnetische Filme

In diesem Abschnitt werden homogene dünne ferromagnetische Filme behandelt. Zunächst widmet sich Abschnitt 2.1.1 der grundsätzlichen Theorie zur Ferromagnetischen Resonanz (FMR). Anschliessend werden in den folgenden Abschnitten 2.1.2 und 2.1.3 die für einen Ferromagneten maßgebliche Austausch- und Dipolwechselwirkung und ihre resultierenden effektiven Magnetfelder erläutert. Abschnitt 2.1.4 widmet sich dann der Dispersionsrelation der magnetischen Anregungen (Magnonen) homogener dünner ferromagnetischer Filme.

2.1.1 Theorie zur Ferromagnetische Resonanz (FMR)

Innerhalb eines ferromagnetischen Festkörpers existieren permanente unkompenzierte magnetische Dipolmomente $\vec{\mu}$. Diese Momente wechselwirken untereinander und führen unterhalb einer materialspezifischen kritischen Temperatur, der Curie-Temperatur¹, zur Ausbildung einer magnetischen Ordnung, in Form einer parallelen Ausrichtung dieser Momente. Die dafür maßgebliche Wechselwirkung, die sogenannte Austauschwechselwirkung, wird in Kapitel 2.1.2 betrachtet.

Zur Untersuchung und Beschreibung der Wechselwirkung der magnetischen Momente mit einem externen Magnetfeld und deren Verhalten in einem Ferromagneten, wird im Rahmen dieser Arbeit folgendes Modell angewandt:

An den Gitterpositionen des Kristallgitters eines Festkörpers wird von lokalisierten magnetischen Momenten $\vec{\mu}_J$ ausgegangen. Diese magnetischen Momente sind an den dort existierenden Gesamtdrehimpuls \vec{J} über den spektroskopischen Aufspaltungsfaktor γ gekoppelt. Allgemein wird γ durch einen anisotropen Tensor beschrieben [18]. Dieser kann allerdings für die hier untersuchten kubischen 3d-Metalle auf eine skalare isotrope Größe reduziert werden [19]:

$$\vec{\mu}_J = \gamma \vec{J} \quad \text{mit} \quad \gamma = \frac{g \mu_B}{\hbar} = \frac{2 \mu_B}{\hbar} \left(1 + \frac{\mu_L}{\mu_S} \right) \quad \text{bei LS-Kopplung} \quad (2.1)$$

Der Gesamtdrehimpuls \vec{J} setzt sich dabei über die Regeln der quantenmechanischen Addition von Drehimpulsen aus den Bahnmomenten \vec{l} der Elektronen und deren Spins \vec{s} zusammen. Analog ist das magnetische Moment $\vec{\mu}_J$ aus den zu Spin und Bahnmoment

¹Die Curie-Temperatur für $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ beträgt 850K, [17]

gehörenden magnetischen Momenten $\vec{\mu}_S, \vec{\mu}_L$ zusammengesetzt. Die untersuchten Ni₈₀Fe₂₀-Filme weisen dabei eine LS-Kopplung und ein nahezu vollständig ausgelöschtes Bahndrehmoment $\vec{\mu}_L$ (das sogenannte „quenching“) auf [20]. Da die Momente $\vec{\mu}_L$ und $\vec{\mu}_S$ in den hier behandelten Systemen parallel zueinander sind resultiert somit ein g geringfügig größer als 2. Eine ausführlichere Behandlung des spektroskopischen Aufspaltungsfaktors γ („spectroscopic splitting-factor“) in 3d-Metallen wird in [21, 22, 23] gegeben.

Zur weiteren Beschreibung ist es zweckmäßig die Magnetisierung \vec{M} des ferromagnetischen Körpers wie folgt einzuführen:

$$\vec{M}(\vec{r}) = \frac{1}{\Delta V_r} \sum_{\mu \in \Delta V_r} \vec{\mu}_J \quad (2.2)$$

Es handelt sich bei der Magnetisierung um eine magnetische Dipolmomentdichte am Ort \vec{r} . Das Volumenelement ΔV_r am Ort \vec{r} ist dabei mesoskopisch und gewährleistet somit die Behandlung der Magnetisierung als klassisches stetiges Vektorfeld innerhalb des magnetischen Körpers. Um zu Verstehen wie ein magnetisches Dipolmoment $\vec{\mu}_J$ und somit die Magnetisierung \vec{M} auf ein externes Magnetfeld \vec{H} reagiert, betrachtet man zunächst die Energie E des Dipolmomentes im externen Magnetfeld $E = -\vec{\mu}_J \cdot \vec{H}$ [24] und stellt den Hamiltonian \mathcal{H} des zugehörigen Drehimpulses \vec{J} auf:

$$\mathcal{H} = \gamma \vec{J} \cdot \vec{H} \quad (2.3)$$

Die Energie wird demnach bei antiparalleler Ausrichtung von Gesamtdrehimpuls und Magnetfeld minimiert und skaliert mit dessen magnetischen Moment gegeben durch γ anhand Gleichung 2.1. Unter Verwendung der Kommutator-Relationen für Drehimpulse ($\vec{J} \times \vec{J} = i\hbar \vec{J}$) erhält man im Heisenbergbild die Bewegungsgleichung des Drehimpulsoperators:

$$\dot{\vec{J}} = \frac{i}{\hbar} [\mathcal{H}, \vec{J}] = \gamma (\vec{J} \times \vec{H}) \quad (2.4)$$

Somit ergibt sich für das mit dem Drehimpuls \vec{J} nach Gleichung 2.1 verknüpfte magnetische Moment und die Magnetisierung eine analoge Gleichung zur Beschreibung des Verhaltens der Magnetisierung:

$$\dot{\vec{\mu}} = -\gamma (\vec{\mu}_J \times \vec{H}) \quad \text{sowie} \quad \dot{\vec{M}} = -\gamma (\vec{M} \times \vec{H}) \quad (2.5)$$

Diese Gleichung stellt die Grundlage der Ferromagnetischen Resonanz und weiterer Überlegungen dar und sagt aus, dass ein Magnetfeld \vec{H} ein Drehmoment auf die Magnetisierung ausübt. Das energetische Minimum des Systems und die Gleichgewichtslage der Magnetisierung liegen dann, wie man an Gleichung 2.3 und an der Bedingung $\dot{\vec{M}} = 0$ aus Gleichung 2.5 erkennt, bei $\vec{M} \parallel \vec{H}$.

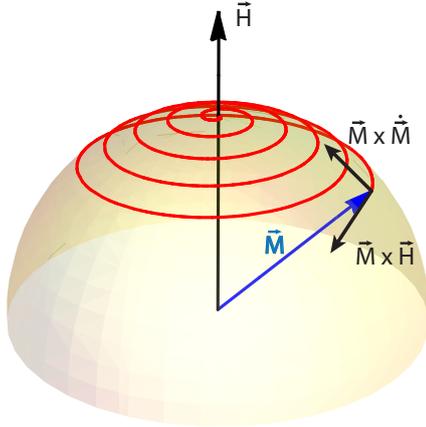
Gleichung 2.5 ist so jedoch noch nicht vollständig, da diese eine, sich in der Zeit unendlich fortsetzende, Präzession der Magnetisierung um ihre Gleichgewichtslage, gegeben durch \vec{H} , zufolge hätte, ohne in diese Richtung zu relaxieren. Es wurden daher unterschiedliche Terme in der Literatur vorgeschlagen um die Relaxationsprozesse der Magnetisierung zu dieser Gleichgewichtslage zu modellieren und führen auf Gleichungen der Form:

$$\dot{\vec{M}} = -\gamma (\vec{M} \times \vec{H}) + \text{Relaxationsterm} \quad (2.6)$$

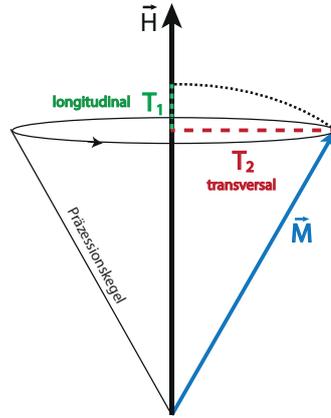
Eine Form der Gleichung 2.6 wird Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung (LLGG) genannt und beinhaltet eine Art viskose Dämpfung der Magnetisierung die mit $\dot{\vec{M}}$ skaliert [25]:

$$\dot{\vec{M}} = -\gamma_G (\vec{M} \times \vec{H}) + \frac{\alpha_G}{|\vec{M}|} (\vec{M} \times \dot{\vec{M}}) \quad (2.7)$$

Anhand dieser Gleichung gilt $\vec{M} \cdot \dot{\vec{M}} = 0$, sodass der Betrag der Magnetisierung stets konstant bleibt. Sie sagt aus, dass die Magnetisierung bei initialer Auslenkung gegen die Gleichgewichtslage gegeben durch \vec{H} sich auf einer Kugeloberfläche spiralförmig auf die Gleichgewichtslage zu bewegt. Dies ist in Abbildung 2.1 (a) schematisch dargestellt.



(a) Trajektorie der Magnetisierung anhand der Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung (LLGG) bei initialer Auslenkung gegen die Gleichgewichtslage.



(b) Transversale- (T_2) und longitudinale- (T_1) Relaxation nach Gleichung 2.9

Abbildung 2.1: Schematische Darstellung der Trajektorie der Magnetisierung mit unterschiedlichen Dämpfungstermen.

Weitere mögliche Ansätze zur Beschreibung der Relaxationsterme stellen dabei die Bloch-Gleichungen [26]:

$$\dot{\vec{M}} = -\gamma (\vec{M} \times \vec{H}) - \begin{pmatrix} \frac{M_x}{T_2'} \\ \frac{M_y}{T_2'} \\ \frac{M_z - M_0}{T_1'} \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad \frac{1}{T_2'} = \frac{1}{2T_1'} + \frac{1}{\tilde{T}_2'} \quad (2.8)$$

und die modifizierte Bloch-Gleichung von Olds und Torrey dar [27]:

$$\dot{\vec{M}} = -\gamma (\vec{M} \times \vec{H}) - \frac{1}{T_2} \left(\vec{M} - \frac{(\vec{M} \cdot \vec{H}) \vec{H}}{H^2} \right) + \frac{1}{T_1} \left(\chi_0 \vec{H} - \frac{(\vec{M} \cdot \vec{H}) \vec{H}}{H^2} \right) \quad (2.9)$$

Mit der Spin-Kristallgitter Relaxationszeit T_1, T_1' , sowie der Spin-Spin Dephasierungszeit T_2, T_2', \tilde{T}_2' . Hiermit lassen sich unterschiedliche transversale und longitudinale Relaxationsprozesse der Magnetisierung modellieren. Dies ist in Abbildung 2.1 gezeigt.

Sind die Magnetfelder innerhalb eines ferromagnetischen Körpers homogen, sodass für jedes Volumenelement die gleichen Bedingungen gelten, so ist die homogene und gleichsinnige Präzession der Magnetisierung, um dieses Magnetfeld, eine mögliche Lösung der obigen Gleichungen 2.7 - 2.9 und wird als uniforme Resonanz, $\vec{k} = 0$ Magnon oder auch Kittel-Mode bezeichnet. In einer Messung der Ferromagnetischen Resonanz wird nun die Absorption von homogenen Mikrowellen, die im entsprechenden Energiebereich der uniformen Resonanzen liegen, untersucht.

Diese Gleichungen beschreiben unter der Annahme homogener Magnetfelder im Grenzfall geringer Relaxation und schwacher Mikrowellenfelder die Form derer Absorptionslinie als lorentzförmig [28, 29]. Die entsprechende Linienbreite hängt dabei von den Relaxationszeiten beziehungsweise dem Dämpfungsparameter ab. Definiert man ΔH als die volle Linienbreite bei der halben Höhe der Absorptionslinie und betrachtet den Grenzfall von schmalen Linien ($\Delta H \ll H_{ext}$) erhält man im Falle der LLGG (Gleichung 2.7):

$$\Delta H_{gilbert} = 2 \frac{\alpha_G \omega_{res}}{\gamma} \quad (2.10)$$

Unter diesen Annahmen lassen sich also anhand der Absorptionslinie der uniformen Resonanz durch die Anpassung eines lorentzförmigen Linienprofils, dessen Lage und die Relaxationsparameter magnetischer Systeme diskutieren.

Betrachtet man Gleichung 2.6 genauer, so ist zu deren Lösung die Kenntnis des Magnetfeldes \vec{H} innerhalb des ferromagnetischen Körpers nötig. Zuvor wurde dies als homogen vorausgesetzt, hängt aber in den meisten Fällen durchaus von der Magnetisierung selbst ab. Dies ist beispielsweise für die Entmagnetisierungsfelder (Abschnitt 2.1.3), Austauschfelder (Abschnitt 2.1.2) und Kristallanisotropien der Fall und wandelt somit die Gleichungen der Form 2.6 in nichtlineare Integro-Differentialgleichungen zweiter Ordnung. Daher müssen zusätzlich die Randbedingungen der Felder (Stetigkeit der Flussdichten und Magnetfelder an den Grenzflächen des Körpers) und der Auslenkung der Magnetisierung \vec{m} gegen ihre Gleichgewichtslage an den Grenzflächen des magnetischen Körpers („pinning“) vorgegeben werden [30]:

$$1) \vec{H}_t = \vec{H}_t \quad 2) \vec{B}_n = \vec{B}_n \quad 3) \vec{m}, \frac{\partial \vec{m}}{\partial \vec{n}} \quad \text{an der Grenzfläche} \quad (2.11)$$

Hier bezeichnet \vec{n} die Grenzflächennormale, und der Index n und t die normale oder tangentielle Komponente der Magnetfelder. Die an den Grenzflächen herrschenden Randbedingungen der Magnetisierung stellen einen Gegenstand der derzeitigen Forschung dar und werden dabei entweder als vollständig „gepinnt“ ($\vec{m} = 0$, [31]), als vollständig „ungepinnt“ ($\frac{\partial \vec{m}}{\partial \vec{n}} = 0$, [32]) oder als eine Mischform angenommen [33]. Im Rahmen dieser Arbeit wird dabei eine offene Randbedingungen für die Magnetisierung, gegeben durch $\frac{\partial \vec{m}}{\partial \vec{n}} = 0$, an den Grenzflächen betrachtet. Ein häufig angewandter und nützlicher Formalismus benutzt die Freie Energiedichte F zur Berechnung des effektiven Feldes H_{eff} [26, 20, 34, 35]:

$$H_{eff} \cdot \vec{e}_i = -\frac{\partial F}{\partial M_i} + \frac{\partial}{\partial r_\beta} \left[\frac{\partial F}{\partial \left(\frac{\partial M_i}{\partial r_\beta} \right)} \right] \quad \text{mit} \quad |M| = \text{konstant} \quad (2.12)$$

Der zweite von der räumlichen Ableitung der Magnetisierung abhängige Term wird dabei meist vernachlässigt, während beliebige von der Magnetisierung abhängige Energieterme in F aufgenommen werden können.

Es werden anschliessend die entsprechenden Gleichungen im Rahmen kleiner Auslenkungen \vec{m} der Magnetisierung gegenüber ihrer Gleichgewichtslage \vec{M}_s (Sättigungsmagnetisierung) linearisiert und die Mikrowellenfelder \vec{H}_{MW} als klein gegenüber dem restlichen Magnetfeldern angenommen. Die Auslenkung der Magnetisierung \vec{m} , die auch dynamische Magnetisierung genannt wird, kann dann beispielsweise unter folgendem Ansatz betrachtet werden [29]:

$$\vec{M} = \vec{M}_s + \vec{m} \quad \text{mit} \quad \vec{m} \propto \exp\left(i\left(\vec{k}\vec{r} - \omega(\vec{k})t\right)\right) \quad \text{sowie} \quad \vec{m} \cdot \vec{M}_s = 0 \quad (2.13)$$

und führt auf den sogenannten Hochfrequenzsuszeptibilitätstensor χ_{hf} als Antwortfunktion der dynamischen Magnetisierung auf das Mikrowellenfeld ($\vec{m} = \chi_{hf} \cdot \vec{H}_{MW}$).

Die Energieabhängigkeit $\omega(\vec{k})$ solcher dynamischer Auslenkungen, die auch als Magnonen bezeichnet werden, wird Dispersionsrelation der Magnonen genannt und der Vektor \vec{k} mit dem Wellenvektor dieser Anregung identifiziert. In einem Experiment zur Bestimmung der Ferromagnetischen Resonanz (FMR) wird dabei eine homogene Mikrowelle, die im Allgemeinen senkrecht zu einem externen Magnetfeld und damit der Sättigungsmagnetisierung M_s ist, zur Detektion dieser Anregungen eingesetzt. Dadurch wird die Energie des uniformen Magnons ($\vec{k} = 0$) gegeben durch $\omega(\vec{k} = 0)$ als die Ferromagnetische Resonanz detektiert. Deren Absorptionslinienlage ist somit in der Dispersionsrelation eines dünnen ferromagnetischen Filmes enthalten und die entsprechende Resonanzbedingung der FMR für dünne magnetische Filme in Abschnitt 2.1.4.2 im Zusammenhang mit der dort erläuterten Dispersionsrelation zu finden.

Das in einer Messung der FMR die uniforme Mode ($\vec{k} = 0$) detektiert wird, kann man sich verständlich machen, wenn man die Zeeman-Energie E einer Mikrowelle mit Wellenvektor \vec{k}_{MW} mit den Anregungen der Magnetisierung betrachtet:

$$E = - \int_{V_K} \vec{H}_{hf} \cdot \vec{M} dV = - \int_{V_K} \vec{H}_{MW} \cdot \vec{m} dV \quad \text{mit} \quad \vec{H}_{MW} \perp \vec{H}, \vec{M}_S \quad (2.14)$$

Anschaulich gesprochen mittelt das Mikrowellenfeld die dynamische Magnetisierung \vec{m} über das Volumen V_K des magnetischen Körpers. Unter der Annahme großer Probendimensionen gegen die Wellenlänge der Anregungen verschwindet das Integral nur dann nicht, wenn $\vec{k}_{MW} = \vec{k}$ gilt. Aufgrund der Applikation homogener Mikrowellenfelder $\vec{k}_{MW} = 0$ werden demnach die homogenen Auslenkungen also die uniforme Mode detektiert. Dabei muss allerdings beachtet werden, dass in metallischen Systemen die Eindringtiefe δ der Mikrowelle berücksichtigt werden muss. Bei Probendimensionen die größer als diese Eindringtiefe sind, entsteht hierdurch ein inhomogenes Mikrowellenfeld mit Beiträgen $\vec{k}_{MW} \neq 0$. Aufgrund der geringen Schichtdicke der hier untersuchten Systeme von maximal 30 nm kann die Mikrowelle allerdings in guter Näherung als homogen innerhalb der Ni₈₀Fe₂₀-Filme betrachtet werden [36]. Eine ausführlichere Diskussion zu Eindringtiefen der Mikrowellen in metallischen Materialien sind dabei in [37, 38, 26, 39] zu finden.

2.1.2 Die Austauschwechselwirkung

Die für den Ferromagnetismus entscheidende Wechselwirkung ist die sogenannte Austauschwechselwirkung. Sie folgt aus dem Symmetrisierungspostulat für Fermionen, welches eine Verbindung zwischen der Ortswellenfunktion und der Spinfunktion in Mehrelektronensystemen bzw. deren Gesamtwellenfunktion herstellt [40]. Zur Beschreibung der Austauschwechselwirkung wird von dem im Abschnitt 2.1.1 vorgestellten Modell eines Drehimpulsgitters mit zugehörigen magnetischen Momenten ausgegangen und zur Übersichtlichkeit und besserem Einklang mit der Literatur der dortige Gesamtdrehimpuls \vec{J} als reiner Spin \vec{S}' geschrieben. Diese Umformulierung stellt dabei keine Einschränkung dar, da Drehimpuls und Magnetisierung nach Voraussetzung der Gleichung 2.1 als linear abhängig angenommen werden. Nach einem von Heisenberg vorgeschlagenen Hamiltonian [41] kann der Austauschwechselwirkungsterm wie folgt berücksichtigt werden:

$$\mathcal{H} = \sum_{a \neq b} \mathcal{J}_{ab} \frac{\vec{S}'_a \cdot \vec{S}'_b}{\hbar^2} \quad (2.15)$$

Wobei J_{ab} in der Einheit einer Energie gegeben ist und als Austauschenergie bezeichnet wird. Die Energie des Spingitters wird dadurch mit dem Skalarprodukt von jeweils zwei Spins S'_a, S'_b an den Orten a und b in Verbindung gebracht. Dieser Term kann als die erste Näherung einer isotropen Austauschwechselwirkung aufgefasst werden unter Vernachlässigung höherer Terme wie beispielsweise $\mathcal{H} \propto (\vec{S}'_a \cdot \vec{S}'_b)^2$. Da das nicht-verschwinden der Austauschintegrale und damit der Austauschenergien \mathcal{J}_{ab} den Überlapp der Einzelwellenfunktionen der Elektronen erfordert, wird häufig von der Annahme ausgegangen, dass diese hinreichend schnell gegen null strebt und man sich auf auf dem Gitter benachbarte Elektronen beziehungsweise Spins beschränken kann, solange die Elektronen am Gitterplatz lokalisiert bleiben. Geht man zusätzlich von einer symmetrischen Austauschwechselwirkung aus $J_{ab} = J_{ba}$ und betrachtet den Spezialfall des isotropen homogenen Systems $\mathcal{J}_{ab} = \mathcal{J}_{ex}$ reduziert sich der Hamiltonian auf folgende Form:

$$\mathcal{H} = \frac{2\mathcal{J}_{ex}}{\hbar^2} \sum_a \vec{S}'_a \cdot \vec{S}'_{a+1} \quad (2.16)$$

Es muss dabei beachtet werden, dass in einem metallischen magnetischen Körper die Wechselwirkungen zwischen den magnetischen Momenten und der Elektronen untereinander sehr komplex sind. Zudem sind die Leitungselektronen delokalisiert, sodass der Austauschterm dieses Hamiltonian besser als effektiver Term zur Modellierung der unterschiedlichen Energiezustände in Abhängigkeit von der Ausrichtung benachbarter Spins angesehen werden sollte. Um daraus einen Ausdruck für die Austauschenergie der Magnetisierung (Gleichung 2.2) zu erhalten, wird der obige Hamiltonian aus Gleichung 2.16 im Grenzfall kleiner Abstände der magnetischen Momente beziehungsweise der Gitterkonstante a betrachtet. Dieser Ansatz führt dann unter Taylorentwicklung der räumlichen Spinänderung für die kubischen Kristallgitter (einfach kubische, bcc- oder fcc-) zu der Austauschenergie E_{ex} [42]:

$$E_{ex} = A \int_{V_K} \left(\nabla \frac{M}{|M|} \right)^2 dV_K \quad \text{mit} \quad A = \frac{2Jc}{a} |S|^2 \quad \text{sowie} \quad D = 2A/M_S \quad (2.17)$$

Hierbei ist die Konstante c von der betrachteten Kristallstruktur abhängig und nimmt Werte zwischen 1 und 4 an. $|S|^2$ bezeichnet den Wert $s(s+1)$ mit der Spinquantenzahl s . A ist die sogenannte Austauschkonstante und D die dazu proportionale Spinwellensteifigkeit. Die Austauschenergie führt also anschaulich dazu, dass Abweichungen von einer uniformen Magnetisierung Energie benötigen und somit räumlich Änderungen der Magnetisierung energetisch ungünstig sind. Betrachtet man dies beispielsweise anhand der dynamischen Auslenkung $\vec{m} \propto \exp(i\vec{k}\vec{r})$ aus Gleichung 2.13, sind die Energien der wellenartigen Auslenkungen der Magnetisierung durch die Austauschwechselwirkung erhöht. Man kann anhand der Austauschenergie noch die entsprechende Energiedichte identifizieren und daraus nach Gleichung 2.12 in Abschnitt 2.1.1 das entsprechende Austauschfeld H_{ex} ableiten [43]:

$$H_{ex} = \frac{2A}{|M|^2} \nabla^2 \vec{M} \quad (2.18)$$

Dieses Austauschfeld stellt daher einen Beitrag zum effektiven Magnetfeld, neben den externen Magnetfeldern dar und begünstigt eine homogene Ausrichtung der Magnetisierung in den untersuchten Filmen.

2.1.3 Die dipolare Wechselwirkung

An dieser Stelle werden nun die dipolaren Wechselwirkung und ihr Beitrag zum effektiven Feld betrachtet. Zur erleichterten Darstellung in den folgenden Gleichungen wird der Vektorpfeil zum Ortsvektor \vec{r} weggelassen. Der Feldanteil der dipolaren Wechselwirkung wird als Entmagnetisierungsfeld bezeichnet und kann unter Verwendung der Materialgleichungen und den Maxwellgleichungen beschrieben werden² [44]:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad \text{sowie} \quad \vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad \text{mit} \quad \vec{B} = \vec{H} + 4\pi \vec{M} \quad (2.19)$$

Die Rotation des Magnetfeldes \vec{H} wird, um dessen Bestimmung zu vereinfachen, im Magnetostatischen-Limit ($\vec{j} = \vec{D} = 0$) betrachtet:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = -4\pi \vec{\nabla} \cdot \vec{M} \quad \text{und} \quad \vec{\nabla} \times \vec{H} = 0 \quad (2.20)$$

Da die Divergenz und Rotation von \vec{H} durch diese Gleichungen festgelegt sind, kann laut dem Helmholtzschen Zerlegungssatz, das Magnetfeld \vec{H} eindeutig bestimmt werden, wenn angenommen wird das dieses im Unendlichen schneller als $1/r$ verschwindet [24]. Aus der Rotationsfreiheit folgt außerdem, dass sich zum Magnetfeld ein skalares magnetisches Potential ϕ_{dem} finden lässt für welches gilt:

$$\vec{H}^{dem} = -\text{grad}(\phi_{dem}) \quad \text{und somit} \quad \Delta \phi_{dem} = 4\pi \vec{\nabla} \cdot \vec{M} = -\rho_m \quad (2.21)$$

Das skalare Potential ϕ_{dem} genügt damit einer Poisson-Gleichung. Sie entspricht formal der Poisson-Gleichung der Elektrostatik. Demnach kann man die Divergenzen der Magnetisierung als magnetische Pseudo-Ladungen ρ_m analog zu den elektrischen Ladungen und deren elektrostatischen Feldern auffassen. Unter der Annahme eines hinreichend schnell gegen null strebenden Potentials $\phi(r')_{dem}$ ergibt sich formal:

$$\phi(r)_{dem} = \frac{1}{4\pi} \int_{\mathbb{R}^3} dV \frac{\rho_m}{|r' - r|} = - \int_{\mathbb{R}^3} dV \frac{\vec{\nabla} \vec{M}}{|r' - r|} \quad (2.22)$$

²Zur weiteren Beschreibung wird dabei das CGS-System verwendet

Die Entmagnetisierungsfelder verknüpfen somit das lokale Magnetfeld mit der Divergenz der Magnetisierung des ganzen magnetischen Körpers und somit auch dessen Grenzflächen. Aus diesem Grund werden die Bewegungsgleichungen der Magnetisierung (Gleichung 2.6) zu nicht-lokalen integro-Differentialgleichungen deren Randbedingungen und somit Grenzflächen des betrachteten Körpers starken Einfluss auf die Magnetisierungsdynamik nehmen. Im Folgenden wird zur weiteren Beschreibung ein räumlich begrenzter magnetischer Körper mit dem Volumen V_S betrachtet, dessen Magnetisierung homogen ist. Die ihn umschließende Fläche wird mit ∂V_S und die zugehörigen nach außen orientierten Einheitsnormalenvektoren mit \vec{n} bezeichnet.

Aufgrund der homogenen Magnetisierung reduziert sich die Bestimmung von ϕ_{dem} auf ein Oberflächenintegral mit der als magnetischen Oberflächenladung identifizierten Größe σ_m . Unter Berücksichtigung der Randbedingungen ($\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$, $\vec{\nabla} \times \vec{H} = 0$ und Stetigkeit von $\phi(r)_{dem}$) folgt:

$$\phi(r)_{dem} = \int_{\partial V_S} dA' \frac{\sigma_m}{|r - r'|} \quad \text{mit} \quad \sigma_m = \vec{n} \cdot \vec{M} \quad (2.23)$$

Somit ergibt sich für das dazugehörige Entmagnetisierungsfeld des Körpers:

$$\vec{H}^{dem}(r) = -\nabla' \int_{\partial V_S} dA' \frac{\vec{n}(r') \cdot \vec{M}(r')}{|r - r'|} = -\underline{\underline{N}}(r) \cdot \vec{M}(r) \quad (2.24)$$

$\underline{\underline{N}}(r)$ wird dabei als Entmagnetisierungstensor bezeichnet und ist aufgrund der Form des Integrals stark von der Geometrie des betrachteten Körpers abhängig. Es lässt sich zeigen, dass eine Hauptachsentransformation existiert, sodass $\underline{\underline{N}}$ diagonal wird und dessen Spur 4π ergibt³ [45]:

$$\underline{\underline{N}} = \begin{pmatrix} N_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & N_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & N_{zz} \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad \text{Spur}(\underline{\underline{N}}) = \begin{cases} 4\pi & \text{im Inneren des Körpers} \\ 0 & \text{außerhalb des Körpers} \end{cases} \quad (2.25)$$

Das Entmagnetisierungstensorelement N_{zz} stellt dabei den Zusammenhang zwischen einer in z-Richtung zeigenden Magnetisierung M_z und dem dadurch erzeugten Entmagnetisierungsfeld H_z^{dem} dar (Gleichung 2.24). Die hier genutzte Annahme einer homogenen Magnetisierung muss dabei stets auf ihre Gültigkeit überprüft werden, wenn anhand obiger Gleichungen die Entmagnetisierungsfelder bzw. der Entmagnetisierungstensor berechnet wird. Die Näherung einer homogenen Magnetisierung wird dabei umso besser erfüllt, desto stärker die eine homogene Ausrichtung begünstigenden Magnetfelder, wie das externe Magnetfeld oder das zuvor diskutierte Austauschfeld gegenüber dem Entmagnetisierungsfeld werden. Das entsprechende Entmagnetisierungsfeld der hier untersuchten strukturierten $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Filme und dessen Eigenschaften werden in Abschnitt 2.2.1 betrachtet.

³im SI-Einheitensystem beträgt die Spur des Entmagnetisierungstensors 1

2.1.4 Dispersionsrelation von Magnonen

Die kollektiven magnetischen Anregungen eines magnetischen Körpers werden als „Spinwellen“ oder „Magnonen“ bezeichnet. Man fasst diese als Quasiteilchen des magnetischen Systems beschrieben durch einen Quasiimpuls, eine entsprechende Energie, Phasengeschwindigkeit, Gruppengeschwindigkeit und effektive Masse ähnlich den Phononen eines atomaren Gitters auf. Um solche kollektiven Anregungen zu ermöglichen, müssen die magnetischen Momente untereinander gekoppelt werden. Die relevanten Wechselwirkungen werden dabei als die Austausch- und dipolare Wechselwirkung angenommen (Abschnitt 2.1.2 und 2.1.3). Diese führen zu einer Energieabhängigkeit $\omega(\vec{k})$ dieser Anregungen als Funktion ihres Quasiimpulses \vec{k} . Die Energieabhängigkeit wird als Dispersionsrelation $\omega(k)$ bezeichnet und in den folgenden Abschnitten erläutert. Hierzu wird zunächst die Dispersionsrelation einer einfachen austauschgekoppelten linearen Spinkette betrachtet, um eine Einführung in den Quasiteilchen-Charakter der magnetischen Anregungen und deren Energieabhängigkeit zu geben. Diese wird dann im darauffolgenden Abschnitt 2.1.4.2 auf den Fall eines homogenen dünnen ferromagnetischen Filmes erweitert.

2.1.4.1 Dispersionrelation einer austauschgekoppelten Spinkette

In diesem Abschnitt wird eine austauschgekoppelte Spinkette betrachtet die durch den folgenden Hamiltonian \mathcal{H} repräsentiert ist:

$$\mathcal{H} = \sum_{a,b} \mathcal{J} \frac{S_a S_b}{\hbar^2} \quad (2.26)$$

Um die Betrachtung dabei möglichst einfach zu halten wird hier nur die nächste Nachbarwechselwirkung einer Kette von N-Spins mit $s = 1/2$ an den Kettenpositionen p im Abstand a berücksichtigt und der Fall der ferromagnetischen Kopplung mit $\mathcal{J} < 0$ näher erläutert. Um nun die Anregungsenergien und Gestalt der Magnonen zu betrachten, bestimmt man die Eigenfunktionen und Eigenwerte dieses Hamiltonian, indem man die zeitunabhängige Schrödingergleichung löst:

$$\mathcal{H} |\Psi\rangle = \mathcal{E} |\Psi\rangle \quad (2.27)$$

Es zeigt sich dabei, dass die entsprechende Eigenfunktion $|\Psi\rangle$ als Superposition mehrerer Zustände $|p\rangle$ geschrieben werden kann, in denen jeweils ein Spin an der Stelle p der Kette umgedreht wurde. Der Phasenfaktor zwischen diesen Zuständen ist dabei wellenartigen Form e^{ikr} , wobei mit r der Ortsvektor und mit r_p der Ortsvektor des magnetischen Momentes an der Stelle p der Kette gemeint ist [46]:

$$|\Psi\rangle = \sum_p e^{ikr_p} |p\rangle \quad (2.28)$$

Beziehungsweise in einer eher bildlichen Darstellung:

$$|\Psi\rangle = (e^{ikr_1} |\uparrow\downarrow\downarrow \dots\rangle + e^{ikr_2} |\downarrow\uparrow\downarrow \dots\rangle + e^{ikr_3} |\downarrow\downarrow\uparrow \dots\rangle + \dots) \quad (2.29)$$

Man kann diese Eigenfunktion im semi-klassischen Bild, für den Grenzfall kleiner Gitterkonstante a , als präzedierende Spins mit einem linearen Phasenunterschied in deren Präzessionsphase in k -Richtung auffassen in Analogie zu dem Ansatz $\vec{m} \propto \exp i\vec{k}\vec{r}$ aus

Abschnitt 2.1.1 (Gleichung 2.13). Aus diesem Grund kann der Parameter k als ein Wellenvektor dieser Eigenfunktion betrachtet werden und die Anregung als eine wellenartige Modulation des Grundzustandes. Berechnet man für diesen Fall die Energie \mathcal{E} einer solchen Anregung erhält man die Dispersionsrelation der linearen Spinkette:

$$\mathcal{E} = \hbar\omega = \mathcal{J}(\cos(ka) - 1) \quad (2.30)$$

Entwickelt man die so erhaltene Dispersionsrelation für kleine ka (Beschränkung auf erste Brillouin-Zone) so erhält man für die Dispersionsrelation:

$$\omega \approx \frac{\mathcal{J}a^2}{\hbar} k^2 \quad (2.31)$$

Diese vom Wellenvektor k quadratische Abhängigkeit ist charakteristisch für Spinwellen und ein wichtiger Beitrag der Austauschkopplung zur Dispersionsrelation $\omega(\vec{k})$, der wie folgt geschrieben wird:

$$\omega_{austausch}(k) \approx Dk^2 \quad (2.32)$$

Der Vorfaktor D wird dann Spinwellensteifigkeit genannt. Dieser genügt dem Zusammenhang $D = 2A/M_S$ (Gleichung 2.17), skaliert also linear mit der Austauschkonstanten beziehungsweise \mathcal{J} .

Dieses einfache Beispiel der linearen Spinkette zeigt also den Quasiteilchen-Charakter der quantisierten Spin-Zuständen eines Systems und die Verbindung zwischen einer wellenartigen Anregung der Magnetisierung im semi-klassischen Bild.

2.1.4.2 Dispersionrelation eines homogenen dünnen ferromagnetischen Filmes

Im Folgenden wird nun die Dispersionsrelation für Magnonen $\omega(\vec{k})$ eines homogenen dünnen magnetischen Filmes betrachtet. Dabei wird in einer Messung der Ferromagnetischen Resonanz die energetische Lage des uniformen Magnons $\vec{k} = 0$ detektiert (Abschnitt 2.1.1). Diese ist unter der Bedingung $\omega(\vec{k} = 0)$ in der Dispersionsrelation enthalten und wird hier im Zusammenhang mit den weiteren Magnonen und deren energetischer Lage betrachtet. Es bilden sich unter Anregung von Magnonen neben den Austauschfeldern (Abschnitt 2.1.2) zusätzliche Oberflächen- sowie Volumenladungen durch die dynamischen Magnetisierungskomponenten \vec{m} aus, die aufgrund der entsprechenden Felder und Energien in der Dispersionsrelation berücksichtigt werden müssen (Abschnitt 2.1.3). Für einen homogenen dünnen magnetischen Film können die so entstehenden Beiträge der Magnonen nach einer Theorie von Arias und Mills [47] approximiert werden und führen auf eine magnetfeld- und winkelabhängige Dispersionsrelation. Das im Rahmen dieser Arbeit verwendete Koordinatensystem zur Beschreibung der strukturierten und unstrukturierten magnetischen Filme ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Das ungestrichene Koordinatensystem ist entlang der Periodizität der Strukturierung orientiert $\vec{z}' || \vec{a}_0$, während das gestrichene Koordinatensystem entlang des externen Magnetfeldes und dem statischen Anteil der Magnetisierung ausgerichtet ist $\vec{M}_s || \vec{H} || \vec{z}$. Das externe Magnetfeld wird dabei stets in der Filmebene angenommen. In diesem Abschnitt wird das gestrichene Koordinatensystem betrachtet, da eine Störung durch die Strukturierung noch vernachlässigt wird.

Die genaue Berechnung der Dispersionsrelation kann hier nicht im Detail erläutert werden, sodass an dieser Stelle nur die wesentlichen Schritte zu dessen Herleitung aufgeführt werden und die Charakteristiken der Dispersionsrelation $\omega(\vec{k})$ im Vordergrund stehen. Eine

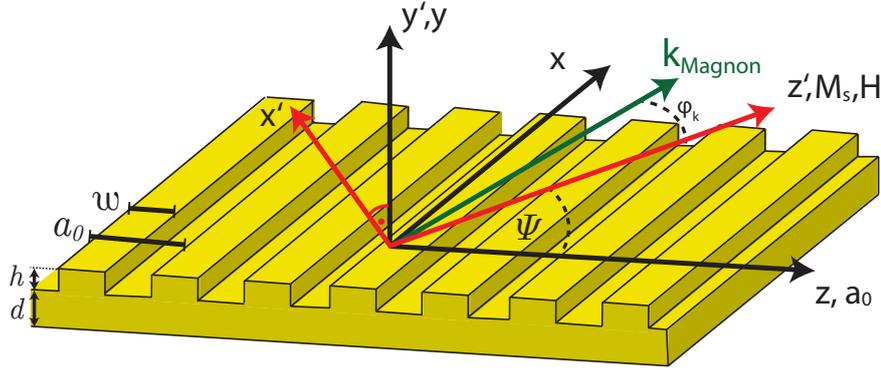


Abbildung 2.2: Das in der Arbeit verwendete Koordinatensystem. Das gestrichelte Koordinatensystem ist entlang des externen Magnetfeldes H und das ungestrichelte Koordinatensystem entlang der Störung \vec{a}_0 ausgerichtet. Der Winkel zwischen den Koordinatensystemen wird mit Ψ (inplane Winkel) bezeichnet. k_{Magnon} bezeichnet den Wellenvektor der Magnonen und φ_k den Spinwellenwinkel zur statischen Magnetisierung M_s . Zur besseren Übersichtlichkeit wurden die Vektorpfeile der entsprechenden Größen weggelassen. d, h, a_0, w bezeichnen die Dimensionen der strukturierten Systeme.

ausführlichere Beschreibung ist dabei in [47] zu finden. Zunächst wird die Magnetisierung in eine statische Komponente \vec{M}_s (Sättigungsmagnetisierung) und eine dynamische Komponente \vec{m}' analog zu dem Ansatz aus Abschnitt 2.1.1 zerlegt:

$$\vec{M} = \vec{M}_s + \vec{m}' \quad \text{mit} \quad M_s \parallel z, \quad \vec{m}' \perp \vec{M}_s \quad (2.33)$$

Die Annahme einer homogenen Magnetisierung entlang der Schichtdicke d des Filmes wird dann durch die Unabhängigkeit dieser Größe von y' (entlang der Schichtdicke) vorgegeben. Dies entspricht einer offenen Randbedingung der Magnetisierung an den Grenzflächen. Man zerlegt nun die dynamische Magnetisierung \vec{m}' in ihre räumlichen Fourierkomponenten in der Filmebene:

$$m'_{x',y'}(x', z', t) = \frac{1}{\sqrt{V_{\text{Film}}}} \sum_{\vec{k}} m_{x',y'}(\vec{k}, t) e^{i\vec{k}r} \quad \text{mit} \quad \vec{k} \perp \vec{y}' \quad (2.34)$$

Anschließend wird die Gesamtenergie eines solchen Systems \mathcal{H}_{mag} unter Berücksichtigung der Austausch- und dipolaren Felder anhand der Fourierkomponenten $m_{x',y'}$ aufgestellt:

$$\mathcal{H}_{\text{mag}} = \frac{1}{2M_s} \sum_{\vec{k}} H_{x'}(k) m_{x'}^* m_{x'} + H_{y'}(k) m_{y'}^* m_{y'} \quad (2.35)$$

$$H_{x'} = H + 4\pi M_s \left(1 - \frac{1 - \text{Exp}(-|k|d)}{|k|d} \right) \sin^2(\varphi_k) + D k^2 \quad (2.36)$$

$$H_{y'} = H + 4\pi M_s + H_s - 4\pi M_s \left(1 - \frac{1 - \text{Exp}(-|k|d)}{|k|d} \right) + D k^2 \quad (2.37)$$

Mit der Notation:

\mathcal{H}_{mag} :	Gesamtenergie	\vec{k} :	Wellenvektor der Magnonen
\vec{M} :	Magnetisierungsvektor	\vec{M}_s :	Sättigungsmagnetisierung
φ_k :	Spinwellenwinkel zwischen \vec{k} und \vec{M}	\vec{H} :	externes Magnetfeld
H_s :	internes Feld einer Oberflächenanisotropie	m_i^* :	m_i komplex konjugiert
D :	Spinwellensteifigkeit	d :	Schichtdicke des Filmes

Der Kontinuumstheorie von Kittel [48] folgend werden dann die Fourierkomponenten als quantenmechanische Operatoren mit einer entsprechenden Kommutatorrelation verstanden und die Gesamtenergie \mathcal{H}_{mag} des Systems als ein Hamiltonian betrachtet. Setzt man anschliessend eine harmonische Zeitabhängigkeit der dynamischen Komponenten voraus $\vec{m} \propto \exp(i\omega(\vec{k})t)$ und löst die entsprechenden Bewegungsgleichungen im Heisenberg-Bild kann die folgende Dispersionsrelation für Magnonen hergeleitet werden [47]:

$$\omega(k) = \gamma \sqrt{H_{x'} H_{y'}} \quad (2.38)$$

Die in der Ferromagnetischen Resonanz detektierte energetische Lage des uniformen Magnons (uniforme Resonanz) kann dann anhand $\omega(k=0)$ berechnet werden. Man erhält auf diese Weise die Resonanzbedingung an dünnen ferromagnetischen Filmen für ein externes Magnetfeld in der Filmebene [49]:

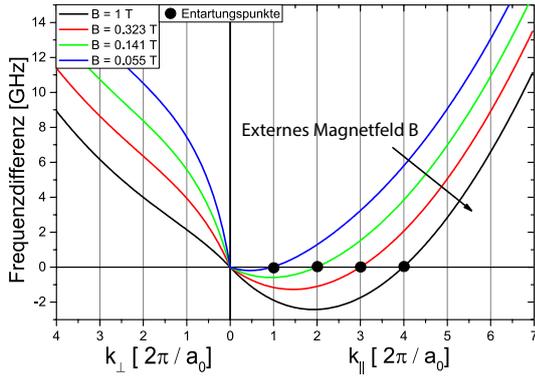
$$\omega = \gamma \sqrt{(H + 4\pi M_s + H_s)H} \quad (2.39)$$

Dabei hängt die Anregungsenergie der weiteren Magnonen gemäß Gleichung 2.38 von dem „Spinwellenwinkel“ φ_k zwischen ihrem Wellenvektor \vec{k} und der statischen Magnetisierung \vec{M}_S ab. Zur vereinfachten Erläuterung wird der Wellenvektor \vec{k} in eine Komponente parallel zur statischen Magnetisierung $k_{||}$ und eine dazu senkrechte Komponente k_{\perp} zerlegt. Magnonen mit einem parallelen Wellenvektor ($\varphi_k = 0$ mit $k_{||}$) werden, aufgrund ihrer negativen Gruppengeschwindigkeit und Volumencharakters, als „Backward-Volume-Modes“ bezeichnet, Magnonen mit einem Wellenvektor senkrecht zur Magnetisierung ($\varphi_k = \pi/2$ mit k_{\perp}) innerhalb der Filmebene als „Damon-Eshbach-Modes“.⁴

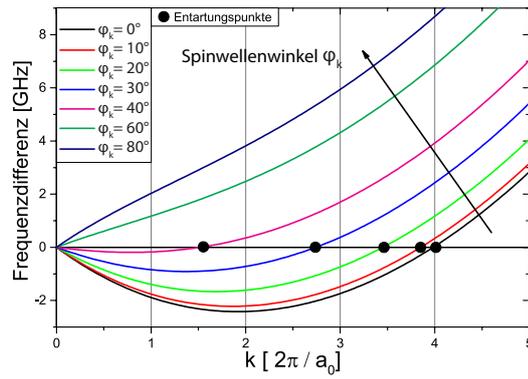
Aufgrund der dipolaren Wechselwirkung ist die uniforme Mode ($\vec{k} = 0$) mit Magnonen eines endlichen Wellenvektors \vec{k}_s für bestimmte Spinwellenwinkel und externe Magnetfelder energetisch entartet, sodass $\omega(\vec{k}_s) = \omega(\vec{k} = 0)$ gilt. Der entartete Wellenvektor \vec{k}_s steigt dabei mit dem externen Magnetfeld an und nimmt schnell mit zunehmendem Winkel φ_k ab. Die entsprechende Dispersionsrelation, genauer die Frequenzdifferenz zur uniformen Mode, ist dabei in Abbildung 2.3 (a) und (b) mit $M_s = 800 \text{ kA/m}$, $H_s = 0$, $a_0 = 250 \text{ nm}$, $d = 20 \text{ nm}$, $D = 2.15 \cdot 10^5 \text{ G nm}^2$ für unterschiedliche externe Magnetfelder und Spinwellenwinkel gezeigt.⁵ Die Punkte an denen energetische Entartung der uniformen Mode mit weiteren Magnonen vorliegt wurden dabei anhand schwarzer Punkte markiert und werden als Entartungspunkte bezeichnet.

⁴Die Magnonen mit einem Wellenvektor senkrecht zur Magnetisierung entlang der Schichtdicke werden dabei als Perpendicular-Standing-Spin-Waves bezeichnet. Liegt die Magnetisierung entlang der Filmenormalen werden die Anregungen in der Filmebene als Forward-Volume-Modes bezeichnet.

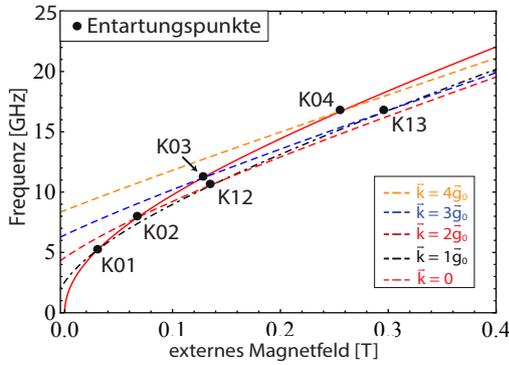
⁵ Diese Werte entsprechen typischen Probenparameter der in dieser Arbeit untersuchten Systeme.



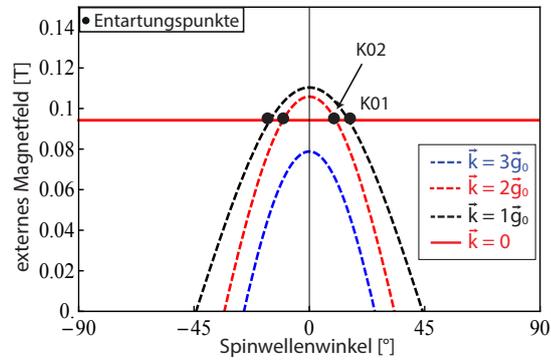
(a) Abhängigkeit der Dispersionsrelation und des Wellenvektors der Magnon vom externen Magnetfeld. Spinwellen entlang der Magnetisierung $\varphi_k = 0$ sind mit der uniformen Mode entartet (Entartungspunkte).



(b) Abhängigkeit der Dispersionsrelation und des Wellenvektors der entarteten Magnon vom Spinwellenwinkel. Mit zunehmenden Spinwellenwinkel φ_k nimmt der Wellenvektor der entarteten Magnonen ab.



(c) Dispersionsrelation der Spinwellen eines Spinwellenwinkels $\varphi_k = 0$ in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld. Die uniforme Mode kreuzt mit zunehmender Feldstärke Magnonen mit zunehmenden Wellenvektor in den Punkten K_{ij} .



(d) Resonanzfelder der Spinwellen in Abhängigkeit vom Spinwellenwinkel bei konstanter Eigenfrequenz. Die uniforme Mode durchläuft mit zunehmendem Spinwellenwinkel Kreuzungspunkte mit Magnonen schnell abnehmenden Wellenvektors.

Abbildung 2.3: Energiedifferenz der Spinwellen zur uniformen Mode eines dünnen ferromagnetischen Filmes in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld (a) und ihres Spinwellenwinkels (b). Dabei bedeuten k_{\parallel} eine parallele und k_{\perp} eine senkrechte Ausrichtung des Wellenvektors zur statischen Magnetisierung \vec{M}_s . in Abbildung (c) und (d) ist die Dispersionsrelation in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld und dem Spinwellenwinkel φ_k gezeigt.

Es wird nun neben der Energiedifferenz der Magnonen zur uniformen Mode auch deren totale Energie betrachtet. Wie später noch erläutert wird, sind hier Magnonen mit einem Wellenvektoren $\vec{k} = n \vec{g}_0$ von maßgeblichem Interesse. Dabei ist $\vec{g}_0 = \frac{2\pi}{a_0}$ der reziproke Periodizitätsvektor der Störung und n eine Ganzzahl. Dieser ist stets entlang der z-Richtung orientiert, sodass die Spinwellenwinkel der entsprechenden Magnonen durch $\varphi_k = -\Psi$ gegeben sind. Abbildung 2.3 (c) zeigt die entsprechende Dispersionsrelation für einen Spinwellenwinkel $\varphi_k = 0$ als Funktion des externen Magnetfeldes. Es zeigen sich dort ebenso die zuvor erwähnten Entartungspunkte. Die energetischen Bahnen der Magnonen des homogenen Filmes kreuzen unter Variation des externen Magnetfeldes in diesen Punkten und werden daher im Rahmen dieser Arbeit auch als „Kreuzungspunkte“ bezeichnet.

Diese werden im Folgenden als K_{ij} angegeben, wobei dort ungekoppelte Spinwellen der Wellenvektoren $\vec{k} = i\vec{g}_0$ sowie $\vec{k}' = j\vec{g}_0$ energetisch kreuzen. Die uniforme Mode (rote Linie) durchläuft mit steigenden externen Magnetfeldern Kreuzungspunkte mit Magnonen stets zunehmenden Wellenvektors bei höherer Energie. Abbildung 2.3 (d) zeigt die entsprechende Dispersionsrelation für eine konstante Eigenfrequenz unter Variation des externen Magnetfeldes und des Spinwellenwinkels. Hierzu wird Gleichung 2.38 nach dem externen Magnetfeld für konstante Frequenzen gelöst. Der Wellenvektor der kreuzenden Spinwellen sinkt dabei schnell mit zunehmenden Spinwellenwinkel. Diese Entartungspunkte sind für die spätere Betrachtung der FMR-Messungen dieser Arbeit von entscheidender Bedeutung und werden mit der Beobachtung mehrerer Resonanzäste und Intensitätswechsel zwischen diesen in Verbindung gebracht. Daher wurden deren Lage in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes und des Spinwellenwinkels hier näher erläutert, um den Zugang zu der in der Diskussion vorgestellten Interpretation zu erleichtern.

2.2 Strukturierte dünne ferromagnetische Filme

In diesem Abschnitt werden die theoretischen Grundlagen zur Berücksichtigung der eindimensionalen Strukturierung dünner ferromagnetischer Filme erläutert. Abschnitt 2.2.1 befasst sich zunächst mit dem durch die periodische Strukturierung erzeugten zusätzlichen Entmagnetisierungsfeld. Dabei wird zunächst auf dessen Berechnung näher eingegangen und anschliessend die grundsätzlichen Eigenschaften dieses Feldes erläutert, sowie die unterschiedlichen Berechnungsansätze miteinander verglichen. Der darauffolgende Abschnitt 2.2.2 widmet sich dann der theoretischen Beschreibung des Einflusses eines solchen Entmagnetisierungsfeldes auf die Magnetisierungsdynamik und stellt die unterschiedlichen Ansätze zur Berücksichtigung einer dadurch bedingten Magnon-Magnon-Kopplung vor. Abschnitt 2.2.3 befasst sich abschliessend mit den mikromagnetischen Simulationen periodischer magnetischer Systeme im Hinblick auf die Ferromagnetische Resonanz.

2.2.1 Das Entmagnetisierungsfeld einer periodischen Strukturierung

Die folgenden beiden Abschnitte beschäftigen sich mit dem Entmagnetisierungsfeld H^{dem} der periodisch strukturierten $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Filme. Das Entmagnetisierungsfeld stellt dabei, wie später in Kapitel 2.2.2 noch erläutert wird, die maßgebliche Größe für die Magnon-Magnon-Kopplung dar, sodass dessen Darstellung und Charakteristik hier vertieft betrachtet wird. Dessen Berechnung wird zunächst in Abschnitt 2.2.1.1 vorgestellt und anschliessend in Abschnitt 2.2.1.2 die grundsätzlichen Eigenschaften des Entmagnetisierungsfeldes erläutert und unterschiedliche Berechnungsansätze miteinander verglichen.

2.2.1.1 Berechnung des Entmagnetisierungsfeldes

Zur analytischen Berechnung des Entmagnetisierungsfeldes der eindimensional strukturierten Filme, zerlegt man dieses gedanklich in einen homogenen unendlich ausgedehnten Film und eine, an dessen Oberfläche befindliche, periodische Streifenanordnung. Diese gedankliche Zerlegung ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Das Entmagnetisierungsfeld eines homogenen Filmes ist bekannt [50, 45] und der zugehörige Entmagnetisierungstensor (Gleichung 2.25) weist lediglich eine nicht-verschwindende Komponente $N_{yy} = 4\pi$ (CGS-System) auf, wobei die y-Achse gemäß Abbildung 2.4 orientiert ist. Das resultierende Entmagnetisierungsfeld kann dann als Superposition der Beiträge der Streifenanordnung und der des homogenen Filmes betrachtet werden. Wie später noch erläutert wird, ist dabei die z-Komponente des Entmagnetisierungsfeld H_z^{dem} die für die Magnon-Magnon-Kopplung entscheidende Größe, sodass deren Berechnung im Vordergrund der Betrachtungen steht.

Für die in dieser Arbeit untersuchten Proben, sind die Streifen beziehungsweise Streifendefekte an der Oberfläche des Filmes von geringer Höhe h im Vergleich zur Filmdicke d . Die Austauschkopplung zwischen den Streifen und dem darunterliegenden Film begünstigt stark eine homogene Ausrichtung der Magnetisierung. Wird ein externes Magnetfeld in der Filmebene angelegt, kann für die hier betrachteten Systeme für Magnetfeldstärken größer 25 mT von einer homogenen Magnetisierung im Grundzustand des Gesamtsystems entlang der Feldrichtung ausgegangen werden, welches anhand der mikromagnetischen Simulationen bestätigt wird. Unter der dadurch plausiblen Annahme einer homogenen Magnetisierung kann Gleichung 2.23 verwendet werden, um das Entmagnetisierungsfeld der Streifenanordnung zu berechnen. Dies wird im Folgenden näher für die „Fourier-Methode“

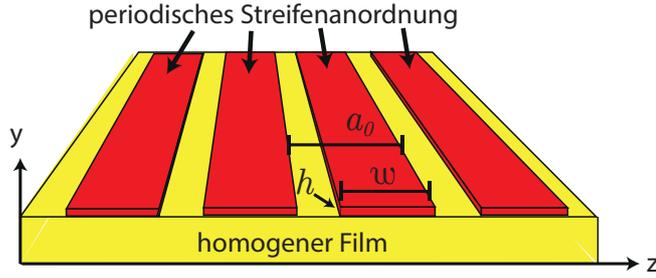


Abbildung 2.4: Gedankliche Zerlegung zur Berechnung des Entmagnetisierungsfeldes der untersuchten Systeme in einen homogenen Film und eine darauf aufgesetzte Streifenanordnung.

erklärt. Die beiden weiteren Ansätze zur Berechnung („Ortsraum-Methode“ und „OOMMF-Methode“) sind im Anhang in Abschnitt A.1 zu finden.

„Fourier-Methode“ Ein möglicher Weg der Berechnung des Entmagnetisierungsfeldes wird hier als „Fourier-Methode“ bezeichnet und folgender Berechnungsansatz gewählt: Die periodische Verteilung von magnetischen Ladungen ρ_m der Streifenanordnung, wird zunächst in ihre diskreten Fourierkomponenten zerlegt und die Entmagnetisierungsfelder der einzelnen Komponenten berechnet. Dies bietet den Vorteil weit von dem betrachteten Aufpunkt entfernte Ladungsanteile für das Entmagnetisierungsfeld anhand der Fourierkomponente zu berücksichtigen. Die Ladungsverteilung der in z -Richtung periodischen Streifenanordnung mit der Streifenhöhe h , der Streifenbreite w und dessen Periodizität a_0 kann anhand der diskreten Fourier-Rücktransformation wie folgt dargestellt werden:

$$\rho_m(x, y, z) = \sum_k C'_k(y) e^{ik \frac{2\pi}{a_0} z} \quad \text{mit} \quad C'_k(y) = C_k \Theta(y - h/2) \Theta(h/2 - y) \quad (2.40)$$

$\Theta(x)$ stellt hierbei die HeavySide-Funktion dar, wobei die Streifen zwischen $y_u = -h/2$ sowie $y_o = h/2$ mit der Höhe h angeordnet sind. Zur besseren Übersichtlichkeit in den folgenden Betrachtungen identifiziert man noch die reziproken Gittervektoren $\vec{g}_k = k \frac{2\pi}{a_0} \vec{z}$ der periodischen Anordnung. Die C_k der Ladungsverteilung sind dann gegeben durch:

$$C_k = \frac{2 M'}{i a_0} \sin g_k \frac{w}{2} \quad \text{mit} \quad M' = \vec{n} \cdot \vec{M} = M \cos \Psi \quad (2.41)$$

Ψ stellt hierbei den Winkel zwischen der z -Richtung und der Magnetisierung dar und entspricht dem Koordinatensystem aus Abbildung 2.2. Dieser Winkel tritt auf da ausschliesslich die z -Komponente der Magnetisierung eine Oberflächenladung erzeugt, da nur entlang dieser Richtung Grenzflächen existieren. Anschliessende Integration mittels dieser Form der Ladungsdichte nach Gleichung 2.22 führt dann auf:

$$H_z^{dem}(x, y, z) = \sum_k H_k^{dem} e^{ig_k z} \quad \text{mit} \quad H_k^{dem} = -2\pi i h C_k e^{-(|\vec{g}_k||y|)} \quad (2.42)$$

Das Entmagnetisierungsfeld weist nur Fourierkomponenten H_z^{dem} eines ganzzahligen Vielfachens der reziproken Streifenperiodizität g_0 auf. Diese nehmen gemäß Gleichung 2.42 und Gleichung 2.41 mit zunehmendem k und zunehmendem Winkel Ψ ab. Bei diesem Ansatz muss die Summe zur Berechnung des Entmagnetisierungstensorelementes N_{zz} an geeigneter Stelle abgeschnitten werden. Das Abschneiden der entsprechenden Summe bedeutet hier das vernachlässigen höherer Fourierkomponenten $k \gg$ und damit eine gewisse

Abweichungen zur ideal stufenartigen Form der Ladungsverteilung in Form von „Überschwingern“ und ist unter dem Namen „Gibbsches Phänomen“ bekannt. Zur Berechnung des Entmagnetisierungsfeldes wurden dabei die ersten 200 Fourierkomponenten berücksichtigt.

2.2.1.2 Eigenschaften des Entmagnetisierungsfeldes und Vergleich der unterschiedlichen Berechnungsmodelle

In vorherigen Abschnitt 2.2.1.1 wurde die „Fourier-Methode“ zur Berechnung des Entmagnetisierungselementes vorgestellt. Die weiteren Methoden werden als „Ortsraum-Methode“ und „OOMMF-Methode“ bezeichnet und sind im Anhang in Abschnitt A.1 erläutert. Der Vergleich der unterschiedlichen Methoden zur Berechnung des Entmagnetisierungsfeldes ist in Abbildung 2.5 für unterschiedliche Betrachtungsebenen einer Einheitszelle der Streifenanordnung in z -Richtung gezeigt ($y = 20$ nm an der Filmoberfläche, sowie $y = 10$ nm in der Mittelebene des Filmes). Die Streifen sind dabei mittig um $z=0$ positioniert und die linke und rechte Streifenkante mit „LK“ beziehungsweise „RK“ markiert. Um die Orientierung zu erleichtern ist ein schematisches Koordinatensystem als Inset in die entsprechenden Abbildungen eingefügt worden.

Die mikromagnetischen Simulationen (rote Punkte) und die analytischen Ansätze (grüne sowie schwarze Linie) stehen dabei in guter Übereinstimmung zueinander, sodass von einer korrekten Erfassung des Entmagnetisierungsfeldes anhand dieser Methoden ausgegangen werden kann und diese sich wechselseitig bestätigen. Dabei ist gut zu erkennen, dass die größten Entmagnetisierungsfelder an den Orten der magnetischen Oberflächenladungen an den Streifenkanten (LK,RK) erzeugt werden und hier ein Vorzeichenwechsel vorliegt. Dadurch ist das Entmagnetisierungsfeld unterhalb der Streifen entgegen der in z -Richtung liegenden Magnetisierung ausgerichtet, während dieses in den dünneren Filmbereichen entlang der Magnetisierung zeigt.

Vergleicht man das Entmagnetisierungsfeld in der mittleren Ebene des Filmes (b) mit dem entsprechenden Feld an der Oberfläche des Filmes, so ist deutlich ein in den Film abklingender Charakter und eine Änderung der Form des Entmagnetisierungsfeldes die hier als „Aufweichung“ bezeichnet wird zu erkennen. Dies hängt damit zusammen, dass die Fourierkomponenten des Entmagnetisierungsfeldes H_k^{dem} gemäß Gleichung 2.42 exponentiell gedämpft in den Film abklingen. Die Abklingkonstante ist dabei umso kürzer, je höher die Raumfrequenzen k werden. Dadurch ändert sich die Form des Entmagnetisierungsfeldes mit zunehmender Entfernung zu den Streifen und dessen scharfe Änderung an der Position der Streifenkanten flacht schnell ab. Die höheren Fourierkomponenten, die maßgeblich durch die genaue Form der periodischen Strukturierung an der Oberfläche gegeben sind, sind an der Oberfläche des Filmes von entscheidender Bedeutung. Während das Entmagnetisierungsfeld beispielsweise in der Mitte des Filmes maßgeblich durch die Grundperiodizität der Anordnung geprägt wird und nicht stark von der genauen Streifenform abhängt. Dreht man die Magnetisierung in der Filmebene (y -Achse als Drehachse) aus der z -Richtung, so skalieren die Pseudo-Oberflächenladungen der Magnetisierung und somit das Entmagnetisierungsfeld mit dem Winkel zwischen der Magnetisierung und der z -Richtung gemäß $M_z = M \cos \Psi$ (Koordinatensystem in Abbildung 2.2). Dadurch verschwindet das statische Entmagnetisierungsfeld für einen Winkel $\Psi = 90^\circ$, während dies für einen Winkel von $\Psi = 0^\circ$ maximiert wird. In Abbildung 2.6 ist abschliessend die in den Film abklingende z -Komponente des Entmagnetisierungsfeld in der yz -Ebene dargestellt um einen gesamtlichen Eindruck zu ermöglichen.

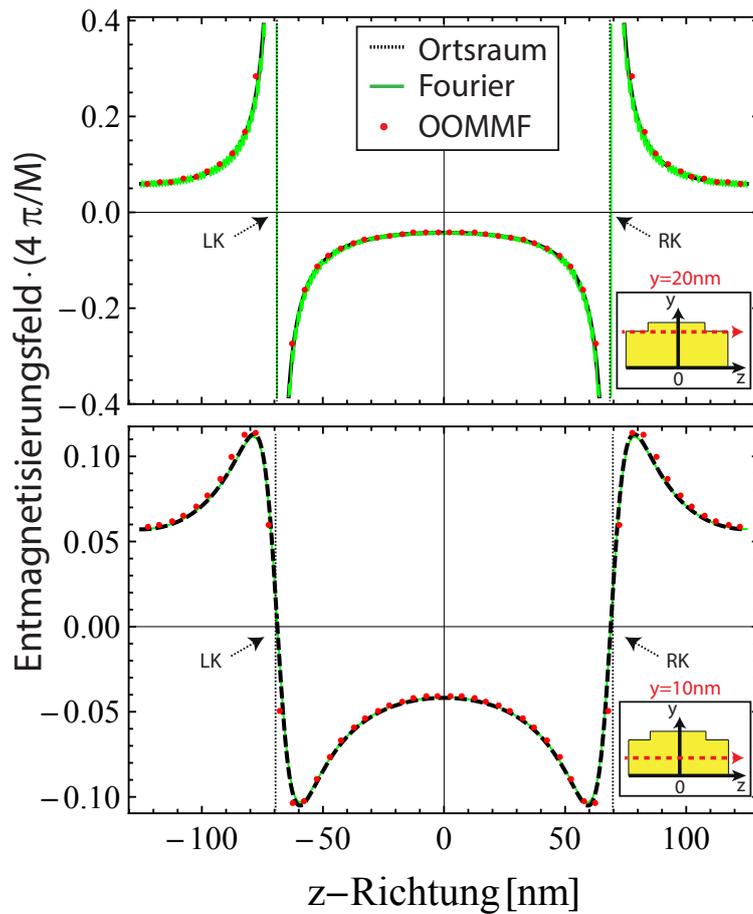


Abbildung 2.5: Vergleich der unterschiedlichen Methoden zur Berechnung der z -Komponente des Entmagnetisierungsfeldes an der Filmoberfläche ($y = 20\text{nm}$) und in der Mitte des Filmes ($y = 10\text{nm}$). Die Ortsraum-Methode ist als gestrichelte schwarze Linie, die Fourier-Methode als grüne durchgezogene Linie und die OOMMF-Methode als rote Punkte dargestellt. Das schematische Koordinatensysteme ist zur erleichterten Orientierung als Inset eingefügt worden.

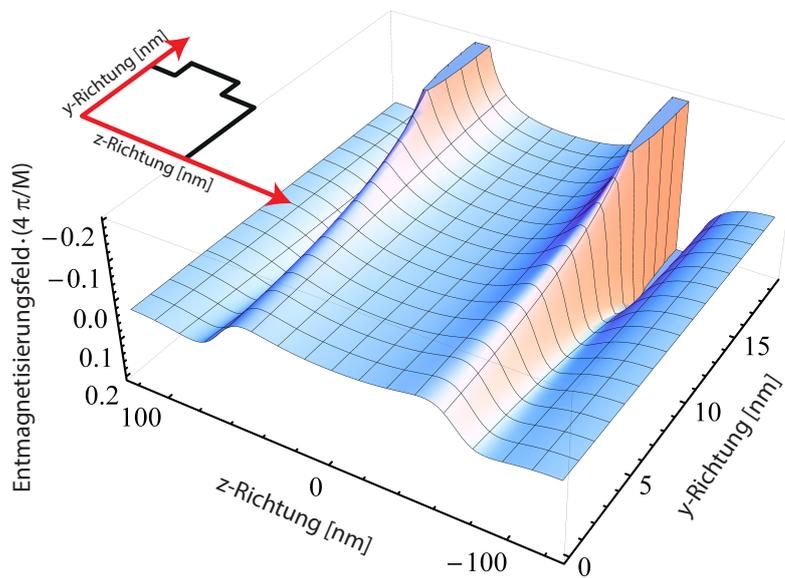


Abbildung 2.6: Ortsabhängigkeit der z -Komponenten des Entmagnetisierungsfeldes in der yz -Ebene. Die Streifen sind zwischen $y = 19\text{nm}$ und $y = 20\text{nm}$ lokalisiert. Die Streifenkanten befinden sich an den Stellen $z = -69\text{nm}$ sowie $z = 69\text{nm}$. Das Entmagnetisierungsfeld klingt in den Film ($-y$ -Richtung) deutlich ab und verändert seine Form.

2.2.2 Einfluss des Entmagnetisierungsfeldes einer periodischen Strukturierung auf die Ferromagnetische Resonanz

Im vorherigen Abschnitt 2.2.1 wurde das durch die Strukturierung induzierte Entmagnetisierungsfeld berechnet und diskutiert. Dieser Abschnitt stellt nun zwei unterschiedliche Ansätze vor, den Einfluss dieses zusätzlichen Entmagnetisierungsfeldes in Form einer Magnon-Magnon-Kopplung berücksichtigen. Dies wird zunächst in Abschnitt 2.2.2.1 für einen störungstheoretischen Ansatz (GF-Modell) nach der Theorie von Gallardo und Landeros [15] erläutert. Abschnitt 2.2.2.2 befasst sich anschliessend mit der Darstellung einer Magnon-Magnon-Kopplung anhand eines Modells gekoppelter Oszillatoren (Oszillator-Modell), während abschliessend in Kapitel 2.2.3 auf die mikromagnetischen Simulationen der periodisch strukturierten Systeme eingegangen wird.

2.2.2.1 Magnon-Magnon-Kopplung nach störungstheoretischem Ansatz

Der Theorie von Gallardo und Landeros [15] zufolge, wird zur Berücksichtigung des Entmagnetisierungsfeldes in Form einer Magnon-Magnon-Kopplung zunächst die Zeeman-Energie dieses zusätzlichen Feldes \vec{H}^{dem} mit der Magnetisierung betrachtet. Das verwendete Koordinatensystem ist so gewählt, dass das externe Magnetfeld \vec{H} und die statische Magnetisierung \vec{M}_s entlang der z' -Richtung ausgerichtet sind (Abbildung 2.2). Die dynamischen Komponenten \vec{m} werden erneut gemäß Abschnitt 2.2.1 in $m_{x'}, m_{y'}$ zerlegt. Ψ bezeichnet den Winkel zwischen \vec{z}' und \vec{g}_0 . Dabei ist $\vec{g}_n = n \cdot \frac{2\pi}{a_0} \vec{z}$ der reziproke Periodizitätsvektor der periodischen Streifenanordnung. Es folgt dann für die Zeeman-Energie W der Magnetisierung mit \vec{H}^{dem} :

$$W = \int_{V_K} \vec{H}^{dem} \cdot \vec{M} = \int_{V_K} H_{z'}^{dem} M_{z'} + \int_{V_K} H_{y'}^{dem} M_{y'} + \int_{V_K} H_{x'}^{dem} M_{x'} \quad (2.43)$$

Diese Energie wird nun in den Hamiltonian \mathcal{H}_{Mag} (Gleichung 2.35) als zusätzlicher Energiebeitrag aufgenommen. Dieser Theorie zufolge ist der erste Term der z' -Komponenten von Interesse. Man entwickelt nun die z' -Komponente der Magnetisierung unter der Annahme einer konstanten Länge M_s des Magnetisierungsvektors wie folgt:

$$M_{z'}^2 = M_s^2 - m_{x'}^2 - m_{y'}^2 \Rightarrow M_{z'} \approx M_s - \frac{1}{2M_s}(m_{x'}^2 + m_{y'}^2) \quad (2.44)$$

Man beachte, dass dadurch die transversalen Auslenkungen $m_{x'}, m_{y'}$, die der dynamischen Magnetisierung entsprechen, die Projektion auf die z' -Richtung verringern. Man erhält schliesslich für den ersten Term aus Gleichung 2.43 unter Vernachlässigung des konstanten Energiebeitrages:

$$W \approx \frac{1}{4M_s} \int_{V_K} H_{z'}^{dem}(m_{x'}^2 + m_{y'}^2) \quad (2.45)$$

Es wird nun angenommen, dass das Entmagnetisierungsfeld durch H_z^{dem} in z -Richtung gegeben ist und durch die statische Magnetisierung M_s erzeugt wird. Aufgrund der magnetischen Ladungen an den Grenzflächen skaliert dieses dann mit $\cos(\Psi)$ (Abschnitt 2.2.1.2). Damit verschwindet dessen Einfluss entlang der sogenannten „leichten Richtung“ der Magnetisierung ($\Psi = 90^\circ$) und wird in der „schweren Richtung“ ($\Psi = 0^\circ$) maximiert. Der

zusätzliche energetische Beitrag wird dann als Störung in den Hamiltonian aufgenommen und mit der „Fourier-Methode“ (Abschnitt 2.2.1.1) in folgende Form überführt:

$$W = \frac{1}{2} \sum_{\vec{k}, \vec{k}'} W(\vec{k}', \vec{k}) (m_{x'}^*(\vec{k}') m_{x'}(\vec{k}) + m_{y'}^*(\vec{k}') m_{y'}(\vec{k})) \quad (2.46)$$

mit den Beiträgen $W(\vec{k}', \vec{k})$ zur Kopplung:

$$W(\vec{k}', \vec{k}) = \Gamma_q \delta_{\vec{k}', \vec{k} + \vec{g}_q} \quad \text{mit} \quad \Gamma_q = \frac{\pi h}{i M_s} C_q \frac{1 - \exp(-|\vec{g}_q| d)}{|\vec{g}_q| d} \cos \Psi \quad (2.47)$$

Die so durch das Entmagnetisierungsfeld entstehende Wechselwirkung zwischen den Magnonen mit Wellenvektoren \vec{k} und \vec{k}' wird im Rahmen dieser Arbeit als „Magnon-Magnon-Kopplung“ bezeichnet. Für die späteren Erläuterungen ist die Abhängigkeit dieser Magnon-Magnon-Kopplung entscheidend. Dabei kann zunächst festgehalten werden, dass obige Gleichung zwei Magnonen der Wellenvektoren \vec{k} und \vec{k}' koppelt, wenn ihre Wellenvektoren um eine ganzzahlige Differenz des reziproken Periodizitätsvektors verknüpft sind $\vec{k} - \vec{k}' = \vec{g}_q$. Diese Kopplung skaliert mit den Fourierkomponenten der Ladungsverteilung C_p und damit des Entmagnetisierungsfeldes H_k^{dem} , ist linear in der Streifenhöhe h (da die Grenzflächenladung $\propto h$ skalieren) und nimmt mit steigender Wellenvektordifferenz $\vec{k} - \vec{k}'$ deutlich ab (Γ_q aus Gleichung 2.47). Ferner ist die Kopplung für den Winkel $\Psi = 90^\circ$ „ausgeschaltet“ und wird für die schwere Richtung $\Psi = 0^\circ$ maximiert.

Um anschliessend das Signal einer Messung der Ferromagnetischen Resonanz zu berechnen werden Spektralfunktionen $S_{xx}(k, \Omega)$ im Rahmen der linearen Antworttheorie entwickelt. Diese wird für die hier untersuchte uniforme Mode durch $S_{xx}(k = 0, \omega)$ gegeben [15]:

$$S_{xx}(\omega) = \frac{\gamma M_s (\gamma H_{y'}(k = 0) - i \alpha_G \omega)}{\omega^2(k = 0) - \omega^2 - F_R - i(\alpha_G \gamma \omega (H_{x'}(k = 0) + H_{y'}(k = 0)) + F_I)} \quad (2.48)$$

Die Notation entspricht der zur Beschreibung der Dispersionsrelation. Die Terme F_R und F_I sind in Abschnitt A.2 des Anhangs aufgeführt. Diese Antwortfunktion wird nun als eine zum FMR-Signal proportionale Größe interpretiert. Hierbei stellt F_R den dispersiven Einfluss der Störung dar und verschiebt die ungestörten Anregungsenergien wie man an der Bedingung $\omega^2(k = 0) - \omega^2 - F_R = 0$ im Nenner des Ausdrucks erkennt, da so S_{xx} maximiert wird. Analog dazu kann man sich den dissipativen Einfluss der Störung als durch F_I gegeben vorstellen. Die zusätzliche Dämpfung gegeben durch α_G wurde an der Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung (Gleichung 2.7) orientiert phänomenologisch in die Theorie eingeführt. Es werden dann zur Bestimmung der Resonanzlinienlagen analog zu den Daten der FMR-Messungen Einzelspektren berechnet. Hierzu wurde freundlicherweise von R. Gallardo ein Programm zu dessen Berechnung zur Verfügung gestellt. Die Auswertung von Einzelspektren anhand Lorentzprofilen wird in Abschnitt 4.1 zu einem späteren Zeitpunkt erläutert. Dieses Modell benötigt zur Berechnung des FMR-Signals einige strukturelle und magnetische Parameter. Zum Einen die Periodizität der Streifenanordnung $a0$, die Streifenhöhe h , und deren Breite w , um den Einfluss des Entmagnetisierungsfeldes zu berücksichtigen. Zum Anderen die zur Dispersionsrelation der Magnonen $\omega(k)$ gehörigen Parameter (Abschnitt 2.1.4.2). Diese sind durch die Spinwellensteifigkeit D , die Schichtdicke d , die Magnetisierung M , den spektroskopischen splitting-factor γ und eine mögliche Oberflächenanisotropie H_s gegeben. Wie zur Bestimmung dieser Parameter der strukturierten $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Filme vorgegangen wird in Abschnitt 4 erläutert.

2.2.2.2 Magnon-Magnon-Kopplung im Modell gekoppelter Oszillatoren

Im Rahmen dieser Arbeit wird ein Modell gekoppelter Oszillatoren (Oszillator-Modell) entwickelt, um eine Magnon-Magnon-Kopplung zu berücksichtigen. Diesem Modell zufolge können Magnonen als ungedämpfte harmonische Oszillatoren repräsentiert werden, indem man deren Energie durch die Dispersionsrelation $\omega(\vec{k})$ (Abschnitt 2.1.4.2) der Magnonen festlegt. Es wird dann angenommen, dass die Magnon-Magnon-Kopplung durch einen Satz von Kopplungskonstanten zwischen den Oszillatoren modelliert werden kann. Dieses Modell bietet, im Gegensatz zu dem zuvor erläuterten GF-Modell, einen vereinfachten Zugang zur Interpretation der durch die Kopplung veränderten Magnonenenergien und Anregungsarten. Die Ansätze dieses Modells werden daher im Folgenden näher erläutert und das grundsätzliche Verhalten zweier gekoppelter Oszillatoren an einem sogenannten „vermiedenen Kreuzungspunkt“ betrachtet, um in die Thematik einzuführen.

Für die Grundzüge des gekoppelten Oszillator-Modells werden zunächst die klassische Bewegungsgleichungen untereinander gekoppelter harmonischer Oszillatoren gleicher Masse m betrachtet:

$$m\ddot{x}_a = -K_a x_a + \sum_{a,b} K_{ab}(x_b - x_a) \quad (2.49)$$

Hierbei indizieren a und b die unterschiedlichen Oszillatoren und K_{ab} die Kopplungskonstante zwischen diesen. Dieser Ansatz der Bewegungsgleichungen wird anschliessend in folgende Form überführt:

$$\ddot{\vec{x}} = \underline{\underline{A}} \cdot \vec{x} \quad (2.50)$$

mit der Matrix $\underline{\underline{A}}$:

$$\underline{\underline{A}} = \begin{pmatrix} \frac{-K_1 - K_{12} - K_{13} - K_{14}}{m} & \frac{K_{12}}{m} & \frac{K_{13}}{m} & \dots \\ \frac{K_{21}}{m} & \frac{-K_2 - K_{21} - K_{23} - K_{24}}{m} & \frac{K_{23}}{m} & \dots \\ \frac{K_{31}}{m} & \frac{K_{32}}{m} & \frac{-K_3 - K_{31} - K_{32} - K_{34}}{m} & \dots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix} \quad (2.51)$$

Geht man anschliessend von einer harmonischen Zeitabhängigkeit $x_a \propto e^{i\Omega' t}$ der Anregungen aus, erhält man für die Eigenfrequenzen Ω' des Systems:

$$-\Omega'^2 \vec{x} = \underline{\underline{A}} \cdot \vec{x}, \quad (2.52)$$

Die Eigenwerte λ_i dieser Matrix entsprechen dann den quadratischen Eigenfrequenzen Ω'^2 und können über Diagonalisierung von $\underline{\underline{A}}$ berechnet werden. Für den Fall, dass noch keine Kopplung der Oszillatoren vorliegt ($K_{ab} = 0 \forall a, b$) erhält man das bekannte Ergebnis der ungekoppelten Eigenfrequenzen Ω für harmonische Oszillatoren:

$$\Omega_a^2 = \frac{K_a}{m} \quad (2.53)$$

Die ungekoppelten Eigenfrequenzen der Oszillatoren Ω_a , werden nun anhand der Dispersionsrelation der Magnonen $\omega(\vec{k})$ festgelegt. Es wird dabei angenommen, dass wie auch im

GF-Modell (Abschnitt 2.2.2.1) die koppelnden Magnonen durch die Bedingung $\vec{k} - \vec{k}' = \vec{g}_p$ gegeben sind und somit die Magnonen die Bedingung $\vec{k} = p\vec{g}_0$ erfüllen, da die Beeinflussung der uniformen Resonanz mit $k = 0$ von Interesse ist. Die Kopplungskonstanten zwischen den Magnonen mit Wellenvektor $\vec{k} = i\vec{g}_0$ und $\vec{k}' = j\vec{g}_0$ werden mit $K_{i,j}$ bezeichnet und $K_{i,j} > 0$ angenommen. Man setzt also für die ungekoppelte Eigenfrequenz Ω_a des Oszillators a :

$$\Omega_a = \omega(a \cdot \vec{g}_0) = \omega_a \quad (2.54)$$

und erhält die entsprechende Matrix $\underline{\underline{A}}$:

$$\underline{\underline{A}} = \begin{pmatrix} -\omega_0^2 - \sum_i K_{0,i} & K_{0,1} & K_{0,2} & \cdots \\ K_{1,0} & -\omega_1^2 - \sum_i K_{1,i} & K_{1,2} & \cdots \\ K_{2,0} & K_{2,1} & -\omega_2^2 - \sum_i K_{2,i} & \cdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix} \quad (2.55)$$

Es handelt sich demnach um eine reelle symmetrische Matrix. Die Eigenwerte einer symmetrischen reellen Matrix sind reellwertig und die Eigenvektoren können aufgrund dessen ebenfalls reell gewählt werden [51].

Es stellt sich allerdings im Verlauf dieser Arbeit heraus, dass dieses Modell beziehungsweise die entsprechende Matrix $\underline{\underline{A}}$ dabei zur geringfügig verbesserten Übereinstimmung mit den experimentellen Daten weiter angepasst werden kann. Dies soll im Folgenden erläutert werden: Da die Anregungen der harmonischen Oszillatoren, wie auch der magnonischen Anregungen, bosonischen Quasi-Teilchen entsprechen, wird angenommen, dass diese in einem Hamiltonian dargestellt werden können der im ungekoppelten Zustand durch die entsprechenden Erzeuger- und Vernichteroperatoren a_p^+, a_p diagonalisiert ist⁶:

$$\frac{H_0}{\hbar} = \sum_p \omega_p a_p^+ a_p \quad (2.56)$$

Wie zuvor stellen ω_p die Eigenfrequenzen der Oszillatoren beziehungsweise der repräsentierten Magnonen dar. Nun werden Nebendiagonalelemente in diesen Hamiltonian eingeführt und so die Oszillatoren aneinander gekoppelt. Die entsprechenden Kopplungskonstanten, die auch als Kopplungsstärke bezeichnet werden, werden als reell, symmetrisch und positiv angenommen ($K_{i,j} = K_{j,i}$):

$$\frac{H}{\hbar} = \frac{H_0 + H_{\text{Kopplung}}}{\hbar} = \sum_k \omega_k a_k^+ a_k - \sum_{i,j} K_{i,j} a_i^+ a_j + K_{i,j} a_j^+ a_i \quad (2.57)$$

Dieser Ansatz ist dem 2-Magnonen-Modell ähnlich, der einen verwandten Hamiltonian voraus [52]. Die Kopplung wird erneut nur für Magnonen mit $\vec{k} = i\vec{g}_0$ eingeführt. Die Oszillatoren bzw. Magnonen mit $\vec{k} \neq i\vec{g}_0$ sind dabei zum System ungekoppelt und weisen einen ungestörten Energieverlauf auf. Ihre Eigenwerte und Eigenvektoren sind dementsprechend unverändert. Man sieht dies auch an der Block-diagonalen Gestalt der Matrix in der Erzeuger- und Vernichterdarstellung. Daher wird im Folgenden nur der Unterraum

⁶Hierbei wurde die Grundzustandsenergie weggelassen, da diese für die weiteren Betrachtungen nicht von Bedeutung ist

der gekoppelten Anregungen mit $\vec{k} = i\vec{g}_0$ betrachtet. In dieser Basis ist dann der relevante Teil des Hamiltonian durch folgende Matrix repräsentiert:

$$\frac{H}{\hbar} = \begin{pmatrix} \omega_0 & -K_{0,1} & -K_{0,2} & -K_{0,3} & \cdots \\ -K_{1,0} & \omega_1 & -K_{1,2} & -K_{1,3} & \cdots \\ -K_{2,0} & -K_{2,1} & \omega_2 & -K_{2,3} & \cdots \\ -K_{3,0} & -K_{3,1} & -K_{3,2} & \omega_3 & \cdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix} \quad (2.58)$$

Die Matrix wird nun noch mit der negativen Einheitsmatrix $-\underline{\underline{1}}$ multipliziert, um die Ähnlichkeiten mit der entsprechenden Matrix der gekoppelten Oszillatoren zu verdeutlichen. Dies resultiert lediglich in einem Vorzeichenwechsel der Eigenwerte. Dieser kann allerdings durch die Wahl der Zeitabhängigkeit der Eigenvektoren $\propto \exp(-i\omega't)$ beziehungsweise $\propto \exp(i\omega't)$ kompensiert werden:

$$\underline{\underline{B}} = \frac{H}{\hbar} \cdot \underline{\underline{-1}} = \begin{pmatrix} -\omega_0 & K_{0,1} & K_{0,2} & K_{0,3} & \cdots \\ K_{1,0} & -\omega_1 & K_{1,2} & K_{1,3} & \cdots \\ K_{2,0} & K_{2,1} & -\omega_2 & K_{2,3} & \cdots \\ K_{3,0} & K_{3,1} & K_{3,2} & -\omega_3 & \cdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix} \quad (2.59)$$

Diese Matrix $\underline{\underline{B}}$ ist mit der Matrix $\underline{\underline{A}}$ der gekoppelten Oszillatoren aus Gleichung 2.55 identisch, wenn man $\omega_i = \omega_i^2 + \sum_j K_{i,j}$ identifiziert. Da die Matrizen $\underline{\underline{A}}$ und $\underline{\underline{B}}$ unter obiger Ersetzung ineinander übergehen, kann dies als eine Veränderung der Eigenfrequenzen der Oszillatoren aufgefasst werden, wobei die Struktur der Matrix und ihre Eigenschaften jedoch erhalten bleiben. Der maßgebliche Unterschied ist dabei durch die Art der Kopplung zwischen den so repräsentierten Oszillatoren beziehungsweise Magnonen gegeben. Die Diagonalisierung von $\underline{\underline{B}}$ liefert dann die Eigenwerte λ_i , die, da nun die stationären Lösungen eines Hamiltonian betrachtet werden, als Eigenfrequenz der neuen Anregungsmoden des Systems verstanden werden:

$$\omega'_i = -\lambda_i \quad (2.60)$$

Auf diese Weise können die Eigenfrequenzen ω' der gekoppelten Magnonen berechnet und mit den experimentellen Absorptionslinienlagen verglichen werden. Für den Fall zweier Magnonen mit der Kopplung $K_{1,2}$ erhält man:

$$\omega'_{\pm} = \underbrace{\frac{\omega_1 + \omega_2}{2}}_{\text{mittlere Eigenfrequenz}} \pm \underbrace{K_{1,2} \sqrt{1 + \frac{(\omega_1 - \omega_2)^2}{4K_{1,2}^2}}}_{\text{Aufspaltungsterm}} \quad (2.61)$$

Die entsprechenden Kopplungskonstanten werden im folgenden in der Einheit einer Frequenz angegeben⁷ und geben am Entartungspunkt ($\omega_1 = \omega_2$) zweier so gekoppelter Magnonen eine minimale Frequenzdifferenz von $2K_{1,2}$.

⁷Diese sind über den Zusammenhang $K_{i,j}2\pi\hbar$ in eine entsprechende Energie überführbar

Um dieses Modell auf die winkelabhängigen Messungen zu erweitern, werden die Eigenfrequenzen der Oszillatoren, die zuvor als $\omega(\vec{k} = i\vec{g}_0)$ angenommen wurden, nun durch ihre entsprechenden Resonanzfelder $H_{res,i} = H(\vec{k} = i\vec{g}_0, \omega)$ berechnet anhand der Dispersionsrelation ersetzt. Dabei ist die Frequenz ω durch die Mikrowellenfrequenz der winkelabhängigen Messungen festgelegt, sodass die Magnonen alle bei gleicher Frequenz aber bei unterschiedlichen Resonanzfeldern angeregt werden (Abschnitt 2.1.4.2). Die Matrix zur Bestimmung der Resonanzfelder erhält dann folgende Form:

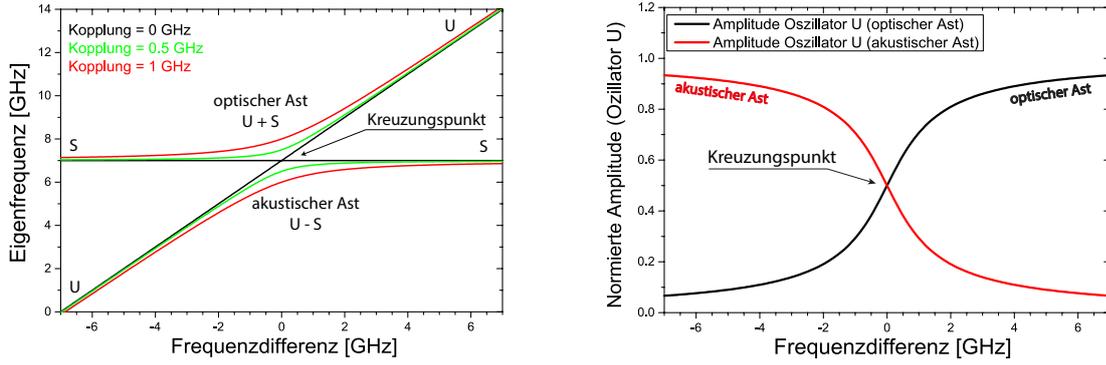
$$\underline{\underline{C}} = \begin{pmatrix} H_{res,0} & -K_{0,1} & -K_{0,2} & \cdots \\ -K_{1,0} & H_{res,1} & -K_{1,2} & \cdots \\ -K_{2,0} & -K_{2,1} & H_{res,2} & \cdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots \end{pmatrix} \quad (2.62)$$

Die entsprechenden Eigenwerte der Matrix $\underline{\underline{C}}$ werden als $H'_{res,i} = \lambda_i$ interpretiert und so die Resonanzfelder $H'_{res,i}$ des gekoppelten Systems bestimmt.

Gekoppelte Oszillatoren am vermiedenen Kreuzungspunkt

Zum besseren Verständnis der nachfolgenden Betrachtungen wird nun das Verhalten zweier miteinander gekoppelter Oszillatoren an einem energetischen Kreuzungspunkt gemäß der Matrix aus Gleichung 2.58 betrachtet. Hierzu wird einer der beiden Oszillatoren bezeichnet mit „S“ bei konstanter Eigenfrequenz gehalten, während der zweite Oszillator bezeichnet mit „U“ zu diesem frequenzverstimmt wird. Die Eigenfrequenzen sind für den Fall unterschiedlicher Kopplungsstärke zwischen diesen in Abbildung 2.7 (a) dargestellt. Liegt keine Kopplung zwischen den Oszillatoren vor (schwarze Linien) kreuzen sich die Eigenfrequenzen im sogenannten „Kreuzungspunkt“. Die Oszillatoren weisen dort keine Frequenzverstimmung auf. Wird nun jedoch eine Kopplung zwischen den Oszillatoren U und S (rote und grüne Linien) berücksichtigt stoßen sich die kreuzenden Eigenfrequenzäste am Kreuzungspunkt ab und bilden den sogenannten „optischen“ und „akustischen“ Ast mit neuen Eigenmoden aus. Aufgrund dieses sich abstoßenden Verhaltens um den ursprünglichen Kreuzungspunkt werden diese auch als „vermiedene Kreuzungspunkte“ bezeichnet („anti-crossing“). Die neuen Eigenmoden stellen dann gemischte Anregung beider Oszillatoren dar, wobei es im optischen Ast zu einer gegenphasigen und im akustischen Ast zu einer gleichphasigen Überlagerung der beiden Anregungen kommt. Sind die Eigenfrequenzen beider Oszillatoren weit voneinander entfernt, so nähern sich der optische sowie akustische Ast den ungestörten Eigenenergien und auch den ungestörten Eigenmoden im Diagramm bezeichnet durch „U“ und „S“ an. Die gekoppelten Oszillatoren haben demnach immer weniger Einfluss aufeinander desto weiter diese energetisch auseinander liegen, wie man auch an Gleichung 2.61 erkennt. Am vermiedenen Kreuzungspunkt ist diese Energiedifferenz minimal und beide Oszillatoren werden gleich stark angeregt. Dies ist in Abbildung 2.7 (a) mit „U+S“, sowie „U-S“ markiert worden.

Neben den für die Eigenfrequenz relevanten Eigenwerten der Matrix der gekoppelten Oszillatoren, werden in der Diskussion der Messdaten auch deren Eigenvektoren (Normalmoden) betrachtet. Da die Normalmoden reellwertig gewählt werden können, stellen diese gegenphasige oder gleichphasige Anregungen der einzelnen gekoppelten Oszillatoren



(a) Eigenfrequenz der Oszillatoren U und S in Abhängigkeit von deren Verstimmung.

(b) Normierte Anregungsamplitude des Oszillators U. Im akustischen Ast fällt die Amplitude mit steigender Frequenz des Oszillators S ab, während diese im optischen Ast zunimmt.

Abbildung 2.7: Verhalten zwei gekoppelter Oszillatoren (U,S) an einem vermiedenen Kreuzungspunkt, wenn Oszillator U bei einer konstanter Frequenz von 7 GHz gehalten und S zu diesem frequenzverstimmt wird. In Abbildung (a) ist der Verlauf der Eigenfrequenzen am vermiedenen Kreuzungspunkt für unterschiedliche Kopplungsstärken (Linien) dargestellt und die Anregungsart der Äste schematisch angegeben. Abbildung (b) zeigt die normierte Amplitude des Oszillators U in den Eigenfrequenzästen, die als optischer und akustischer Ast bezeichnet werden.

des Systems dar. Diese Normalmoden \vec{u}_i lassen sich als Superposition der ungekoppelten Eigenmoden \vec{v}_i ausdrücken:

$$\vec{u}_i = \sum_j C_j \vec{v}_j \quad \text{mit} \quad C_j = \vec{u}_i \cdot \vec{v}_j \quad (2.63)$$

Da in diesem Modell die ungekoppelten Eigenmoden durch die Einheitsvektoren⁸ gegeben sind, ist der Anteil des i -ten Oszillators (beziehungsweise der Magnonen) der Betrag der i -ten Komponente der Normalmode. Außerdem ist dessen Phasenlage durch das Vorzeichen der i -ten Komponente gegeben. Der Anteil wird hier als eine Amplitude des entsprechenden Oszillators in der Eigenmode verstanden. Diese Amplitude wird im Folgenden auf die Gesamtamplitude beider Oszillatoren normiert. In Abbildung 2.7 (b) ist die so bestimmte normierte Amplitude des Oszillators U entlang des optischen und akustischen Astes um den vermiedenen Kreuzungspunkt dargestellt. Hierbei fällt die Amplitude des Oszillators „U“ im akustischen Ast ab, sodass sich die dortige Eigenmode der alleinigen Anregung von Oszillator „S“ annähert, während ein umgekehrtes Verhalten im optischen Ast beobachtet werden kann. Am vermiedenen Kreuzungspunkt kreuzen sich die Amplituden der unterschiedlichen Äste, sodass Oszillator U im optischen sowie im akustischen Ast gleich stark angeregt ist. Die entsprechenden Amplitudenverläufe des Oszillators „S“ sind dabei nicht explizit angegeben und verhalten sich gegenläufig zu denen von Oszillator „U“. Dieses Modell erlaubt also die Resonanzlinienlagen ω' , H'_{res} für die gekoppelten Magnonen zu berechnen und deren Amplitude und Phasenlage anhand der entsprechenden Eigenvektoren (Normalmoden) in den Moden zu betrachten. Dieses Modell benötigt dabei zur Berechnung neben den Kopplungskonstanten, aufgrund der Dispersionsrelation, die Magnetisierung M , den spektroskopische Aufspaltungsfaktor γ , ein eventuell vorhan-

⁸Gemeint ist die Basis gegeben durch: $\{1, 0, 0, \dots\}, \{0, 1, 0, \dots\}, \dots$

denes Anisotropiefeld H_s , die Schichtdicke d , sowie die Spinwellensteifigkeit D (siehe dazu auch Abschnitt 2.1.4.2). Deren Bestimmung anhand der gesammelten Messdaten wird in Abschnitt 4 näher erläutert.

2.2.3 Mikromagnetische Simulation der Ferromagnetischen Resonanz von periodischen Systemen

Zur mikromagnetischen Simulation der strukturierten $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Filme wird die Software Object Oriented Micro Magnetic Framework (OOMMF) [16] mit einem zusätzlichen Paket „2DPBC-package“ [53] verwendet. Das zu berechnende System wird dabei aus identischen quaderförmigen Zellen Z_i der Kantenlängen a, b, c zu einem regelmäßigen Gitter zusammengesetzt. Jeder Zelle wird dann ein klassischer Magnetisierungsvektor zugeordnet und dessen Betrag und Richtung als Startbedingung vorgegeben. Dabei ermöglicht das „2DPBC-package“ sich auf eine Einheitszelle der strukturierten Filme zu beschränken, da bei der anschließenden Berechnung, das System als in die x - und z -Richtung periodisch fortgesetzt berücksichtigt wird. Dazu werden offene Randbedingungen an den Grenzflächen angenommen. Abbildung 2.8 zeigt schematisch ein so modelliertes System.

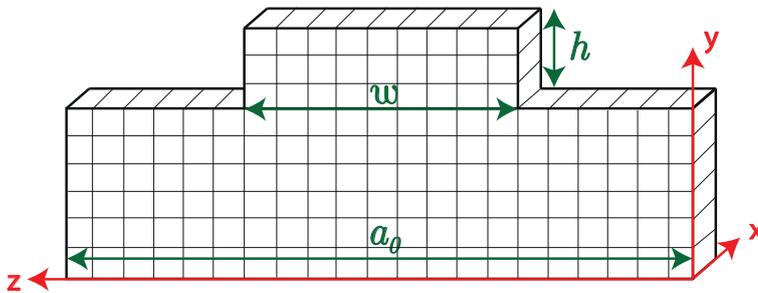


Abbildung 2.8:
Schematische Darstellung der simulierten Systeme. Durch das zusätzliche Paket „2DPBC-package“ [53] wird das System als in die x - und z -Richtung unendlich fortgesetzt berücksichtigt (offene Randbedingungen).

Die Kantenlängen der Zellen wurde im Rahmen dieser Arbeit in der x - und z -Richtung stets < 5 nm, sowie in der y -Richtung stets < 2 nm gewählt. Grundsätzlich sollten die Kantenlängen immer kleiner als die sogenannten Austauschlängen l_A gewählt werden. Diese beträgt für $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ allerdings ≈ 4.3 nm⁹, sodass Abweichungen durch die Diskretisierung nicht vollständig für einige der Simulationen ausgeschlossen werden können. Es wird vermutet, dass die Austausch- und Dipolwechselwirkungen noch hinreichend durch die Diskretisierung approximiert werden können und die resultierenden Abweichungen gering sind. Zur Berechnung der zeitlichen Veränderung der Magnetisierung einer Zelle, wird die simulierte Zeit zunächst in Zeitschritte diskretisiert und die Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung (Gleichung 2.7) unter Verwendung eines Runge-Kutta-Verfahrens gelöst.

Neben Betrag und Richtung der Magnetisierung einer Zelle müssen dann noch die Austauschkonstante A (beziehungsweise die dazu proportionale Spinwellensteifigkeit D), der Dämpfungsparameter α_G und γ vorgegeben werden. Diese Parameter werden dabei anhand der Messdaten und der weiteren Modelle festgelegt (Kapitel 4).

Als erster Schritt wird ein homogenes externes Magnetfeld implementiert und ein relativer Zustand berechnet. Dieser bildet den Anfangszustand für die nachfolgenden Simulationen. Im zweiten Schritt wird ein homogenes senkrecht zum externen Magnetfeld orientiertes (y -Richtung) linear polarisiertes Mikrowellenfeld mit einer maximalen Amplitude

⁹berechnet nach $l_A = \sqrt{\frac{2A}{\mu_0 M_s^2}}$, [54]

von 0.5mT hinzugefügt. Das Mikrowellenfeld weist dabei eine sinusförmige Zeitabhängigkeit mit der Periodendauer T_{MW} auf. Die Abbruchbedingung der Simulation wird dann durch eine Obergrenze der Simulationszeit festgelegt $t_{stop} = k \cdot T_{MW}$, wobei k eine positive Ganzzahl darstellt und der Erfahrung nach größer als 40 gewählt werden sollte [55]. Diese Simulationszeit soll die benötigte Einschwingzeit des Systems berücksichtigen, da hier das Interesse auf dem dynamischen Gleichgewicht und dessen Eigenschaften liegt. Diese Simulation wird nun ausgewertet. Die im Experiment gemessene Größe ist proportional zur absorbierten Leistung und damit proportional zum Imaginärteil der Antwortfunktion der Magnetisierung auf das Hochfrequenzfeld gegeben durch den Hochfrequenzsuszeptibilitätstensor $\chi_{hf} = \chi' + i\chi''$, [56] :

$$\text{FMR-Absorption} \propto \chi'' \quad (2.64)$$

Betrachtet man lineare Antworten der Magnetisierung auf das Mikrowellenfeld gilt $\chi'' \propto \sin(\phi_M - \phi_{MW})$, wobei ϕ_{MW} und ϕ_M die Phase der linear polarisierten Mikrowelle beziehungsweise der Magnetisierung bezeichnen. Aufgrund der gewählten Abbruchbedingung, wird das System zu einem Simulationszeitpunkt betrachtet an dem die Mikrowellenphase null beträgt. Es wird dann die momentane Auslenkung der Magnetisierung m in Richtung der Polarisation der Mikrowelle (y-Richtung) ausgewertet. Diese Auslenkung m steht senkrecht zum externen Magnetfeld und stellt die Komponente in Richtung der Mikrowelle der dynamischen Magnetisierung \vec{m} dar (Gleichung 2.13). Diese weist aufgrund der linearen Antwort eine Zeitabhängigkeit $m(t) = |m| \cdot \sin(2\pi/T_{MW} \cdot t + \phi_M - \phi_{MW})$ mit der Frequenz der Mikrowelle auf. Durch die Wahl der Abbruchbedingung wird dann $m(t_{stop}) = |m| \cdot \sin(\phi_M - \phi_{MW})$ betrachtet. Daher wird diese Auslenkung als proportional zum Imaginärteil des Hochfrequenzsuszeptibilitätstensors $|m| \cdot \sin(\phi_M - \phi_{MW}) \propto \chi''$ aufgefasst [55]. Zur Bestimmung der Absorption werden nun die magnetischen Auslenkungen aller Einzelzellen aufsummiert und deren Größe mit der Frequenz der Mikrowelle und dem externen statischen Magnetfeld abgespeichert. Es werden dann Einzelspektren entsprechend denen einer Messung berechnet. Auf diese und dessen Auswertung wird in Abschnitt 4.1 eingegangen. Die anhand der simulierten Einzelspektren ermittelten Resonanzlinienlagen und zugehörigen Linienbreiten entsprechen den theoretischen Ergebnissen anhand der LLGG (Gleichung 2.7), welches für dünne Filme bestätigt wurde [55]. Das Entmagnetisierungsfeld H^{dem} kann zusätzlich extrahiert werden und ist nicht an die analytische Approximation einer homogenen oder statischen Magnetisierung, wie beispielsweise die „Fourier-Methode“ (Abschnitt 2.2.1.1), gebunden. Um die räumliche Variation der dynamischen Magnetisierung \vec{m} aus den Simulationen extrahieren zu können, wird die Auslenkung jeder Zelle am Nulldurchgang der Mikrowelle in Abhängigkeit des Ortes ausgewertet. Diese räumliche Variation wird im Folgenden Modenprofil genannt und ist ohne Störung für das uniforme Magnon homogen $\vec{m} = konst$ und für Spinwellen des Wellenvektors \vec{k} wellenförmig $\vec{m} \propto \exp i\vec{k}r$ (Gleichung 2.13). Anhand dessen lassen sich beispielsweise durch wellenartige Variationen der Magnetisierung Spinwellen und deren Wellenlänge identifizieren, worauf in der späteren Diskussion noch eingegangen wird.

2.3 Zusammenfassung

Der Theorie zur Ferromagnetischen Resonanz (FMR) zufolge wird in einem Experiment zur FMR die Energie der uniformen Resonanz (Magnon des Wellenvektors $\vec{k} = 0$) detektiert. Die Absorptionslinie dieser Resonanz ist unter der Annahme homogener Magnetfelder lorentzförmig und deren Linienbreite mit der Relaxation der Magnetisierung verknüpft (Abschnitt 2.1.1). Die Austausch- und dipolare Wechselwirkung führt dann auf eine Energieabhängigkeit der uniformen Resonanz und der weiteren Magnonen eines dünnen ferromagnetischen Filmes die Dispersionsrelation genannt wird. In der Dispersionsrelation der ungestörten Filme existieren gewisse Punkte, an denen die uniforme Resonanz mit weiteren Magnonen entartet ist. Diese werden als Entartungspunkte oder Kreuzungspunkte bezeichnet (Abschnitt 2.1.4). Werden nun periodisch strukturierte magnetische dünne Filme betrachtet, weisen diese ein zusätzliches periodisches Entmagnetisierungsfeld mit wechselndem Vorzeichen auf (Abschnitt 2.2.1). Dieses führt dem störungstheoretischen Ansatz (GF-Modell, Abschnitt 2.2.2.1) zufolge zu einer Magnon-Magnon-Kopplung der uniformen Resonanz mit weiteren Magnonen der Wellenvektoren $\vec{k} = n\vec{g}_0$. Dieses Modell trifft dabei Aussagen über die Abhängigkeiten der Kopplung beispielsweise von der Wellenvektordifferenz und der effektiven Streifenhöhe. Im Oszillator-Modell (Abschnitt 2.2.2.2) wird diese Kopplung anhand Kopplungskonstanten zwischen den Magnonen des Systems berücksichtigt und ermöglicht ein intuitiveres Verständnis der Beobachtungen in den Experimenten. Die periodisch strukturierten Filme werden darüber hinaus mikromagnetisch simuliert (OOMMF, Abschnitt 2.2.3). Die Simulationen liefern neben der Lage der Resonanzen weitere Informationen über die detektierten Anregungen, wie beispielsweise deren dynamischer Auslenkungen \vec{m} in Form eines Modenprofils. Die Modelle ergänzen sich dabei gegenseitig und werden in den späteren Kapiteln im Zusammenhang mit den Messdaten und den unterschiedlichen Aussagen dieser Modelle diskutiert.

3 Experimentelle Methoden

In diesem Kapitel werden die experimentellen Methoden zur Untersuchung der $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Filme näher beschrieben. Abschnitt 3.1 stellt die strukturierten $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Filme vor und widmet sich anschliessend deren Herstellung und struktureller Untersuchung. Im darauffolgenden Abschnitt 3.2 werden die im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten Messtechniken zur Detektion der Ferromagnetischen Resonanz (FMR) für die frequenzabhängigen und winkelabhängigen FMR-Messungen beschrieben.

3.1 Strukturierte Permalloy-Filme

Zur Untersuchung der Einflüsse einer eindimensionalen periodischen Störung auf die Magnetisierungsdynamik werden strukturierte $\text{Ni}_{1-x}\text{Fe}_x$ -Filme hergestellt. Das nominelle Kompositionsverhältnis entspricht dabei dem von Permalloy $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$. Dabei wurden zwei unterschiedliche Arten von Probensystemen betrachtet. Diese werden hier zunächst kurz mit der entsprechenden Bezeichnung der strukturellen Parameter vorgestellt und anschliessend in den Abschnitten 3.1.1 und 3.1.2 näher auf deren Herstellung und strukturelle Untersuchung eingegangen.

$\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Filme mit periodischer Oberflächenkorruption

Die erste Art von Probensystem stellen dünne $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Filme dar, deren Schichtdicke stufenartig und periodisch entlang einer Richtung variiert wird. Der Querschnitt eines solchen Probensystems ist in Abbildung 3.1 zu sehen. Die Dicke des magnetischen Filmes, die Streifenperiodizität, die Streifenbreite und die Streifenhöhe werden dabei mit d , a_0 , w und h bezeichnet. Diese Systeme weisen eine hohe Kongruenz zu den betrachteten Modellsystemen auf.

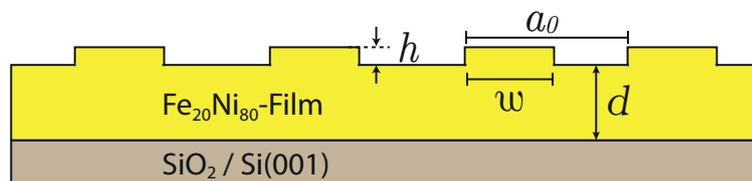


Abbildung 3.1: Querschnitt der oberflächenkorruptierten $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Filme mit Streifenhöhe h , Streifenperiodizität a_0 , Streifenbreite w und Schichtdicke d . Diese Systeme weisen eine hohe Kongruenz zu den theoretischen Modellsystemen auf.

Ni₈₀Fe₂₀-Filme mit periodischen Streifendefekten

Bei der zweiten Art von Probensystem werden an dünnen Ni₈₀Fe₂₀-Filmen periodische Defektregionen entlang einer Richtung an der Filmoberfläche durch Cr-Ionenimplantation induziert. Durch die Implantation wird eine Reduktion der Magnetisierung in den streifenartigen Defektbereichen angenommen. Die Dicke des magnetischen Filmes, die Streifenperiodizität, die Streifenbreite und die Streifenhöhe werden wiederum mit d , a_0 , w und h bezeichnet und beziehen sich auf die unbeeinflussten Bereiche der Filme. Der Querschnitt des Probensystems ist in Abbildung 3.2 schematisch dargestellt und die Ähnlichkeit zu den oberflächenkorrugierten Systemen anhand einer gestrichelten schwarzen Linie verdeutlicht.

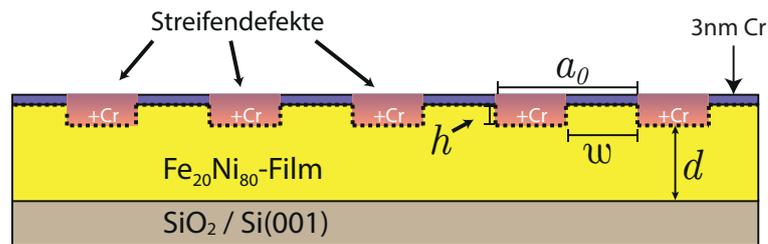


Abbildung 3.2: Querschnitt der Cr-Ionenimplantierten Ni₈₀Fe₂₀-Filme mit Streifenhöhe h , Streifenperiodizität a_0 , Streifenbreite w und Schichtdicke d .

3.1.1 Ni₈₀Fe₂₀-Filme mit periodischer Oberflächenkorrugation

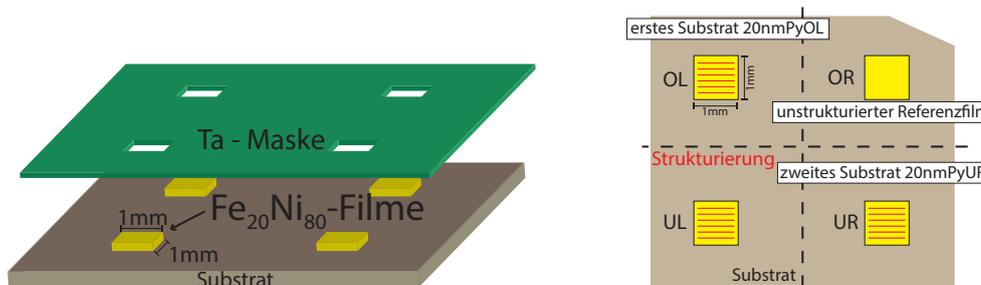
Es wird nun näher auf die Herstellung und anschliessend die strukturelle Untersuchung der oberflächenkorrugierten Systeme gemäß Abbildung 3.1 eingegangen. Die Herstellung lässt sich im Wesentlichen in die folgenden drei Prozessschritte gliedern:

- Schritt 1: Reinigung und Präparation eines 10mm x 10mm SiO₂/Si(001)-Substrates und anschliessendes Wachsen vier polykristalliner Ni₈₀Fe₂₀-Filme (Nominelles Kompositionsverhältnis) mittels Elektronenstrahlverdampfen (ESV) unter Zuhilfenahme einer Ta-Maske mit 4 separierten Durchlassfenstern der Größe 1mm x 1mm (Abbildung 3.3 (a)).
- Schritt 2: Elektronenstrahlolithographisches Schreiben einer 375 nm dicken PMMA Maske (950-PMMA K6) an 3 der 4 zuvor gewachsenen Filme. Es werden hierzu Lackstege an der Filmoberfläche mit der nominell gewünschten Streifenbreite und Periodizität geschrieben. Der belichtete Lack wird anschliessend in 3:1 MIBK:Isopropanol entwickelt und anschliessend in Isopropanol geschwenkt um den Entwicklungsprozess zu stoppen.
- Schritt 3 (a): Ionenstrahlätzen mittels Ar-Ionen zur Erzeugung von Streifenvertiefungen an den exponierten Stellen der Filme.

oder alternativ

- Schritt 3 (b): Erneutes Wachsen von Ni₈₀Fe₂₀ mittels ESV und anschliessendes entfernen der PMMA-Maske.

Die gemäß Schritt 2 unstrukturierten 1mm x 1mm $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Filme dienen als Referenzfilme. Um die unterschiedlich strukturierten Filme, sowie die Referenzfilme getrennt untersuchen zu können, werden anschliessend die Substrate entlang der in Abbildung 3.3 (b) gezeigten gestrichelten Linien gebrochen. Die Proben wurden am Institut für Ionenstrahlphysik und Materialforschung des Helmholtz-Zentrums Dresden-Rossendorf in einer gemeinsamen Kollaboration hergestellt. Genauere Angaben zu den Prozessparametern sind in Abschnitt A.4 aufgeführt.



(a) Wachsens der 4 $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Filme mittels ESV und Ta-Maske.

(b) Schematische Übersicht und Bezeichnung der gleichzeitig hergestellten Proben.

Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des Wachstums der vier polykristallinen $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Filme auf $\text{SiO}_2/\text{Si}(001)$ mittels ESV und einer Ta-Maske (a). Das Substrat wurde zur Orientierung markiert und nach der Präparation anhand der gestrichelten Linie zur getrennten Untersuchung der Einzelfilme gebrochen (b). Die Streifenmodulation ist schematisch durch rote Linien angedeutet und in der rechts oberen Ecke der unstrukturierte Referenzfilm zu sehen.

Strukturelle Untersuchung zur Probe 20nmPyOL

Probe 20nmPyOL wird gemäß der oben beschriebenen Prozesse mit abschliessendem Ionenstrahlätzen hergestellt. Nominell wurde dabei eine Streifenhöhe von $h = 3$ nm angestrebt. Die PMMA-Maske wies dabei nach dem Ätzzvorgang eine merklich erhöhte Resistenz gegen organische Lösungsmittel auf, die typischerweise zu deren Entfernung verwendet werden. Es wurden zur Entfernung der Maske beispielsweise Aceton, NMP, n-Hexan, DMF, Chlorhexan, Ethanol sowie weitere organische Lösungsmittel eingesetzt. Die Entfernungsversuche zeigten sich jedoch erfolglos. Auch eine durch Temperaturänderung bedingte Verspannung (spontanes Erwärmen und Abkühlen der Probe mittels Wärmeplatte und N_2 -Bad) führten zu keiner Ablösung der PMMA-Maske. Die genaue Ursache dieser „Verhärtung“ konnte bisher noch nicht schlüssig geklärt werden. Rasterkraftmikroskopie-Messungen (AFM) an der PMMA-Maske zeigen eine vorhandene Periodizität der Maske von $\approx 250 \pm 15\%$ nm, (Abschnitt A.3 des Anhangs), lassen aber neben der Periodizität keine Schlüsse auf die tatsächliche Strukturierung der Filme selbst zu. Daher wurde eine Lamelle entlang der Periodizität entnommen um den Querschnitt des Systems genauer untersuchen zu können. Dies wurde am Institut für Ionenstrahlphysik und Materialforschung des Helmholtz-Zentrums Dresden-Rossendorf durchgeführt. Dazu wird ein Probenbereich zunächst durch eine Platinkohlenstoffverbindung geschützt und dann eine Lamelle dieses Bereiches entnommen. Diese wird auf < 50 nm gedünnt und der Querschnitt der Proben (schematisch in Abbildung 3.1) untersucht. Dazu wird in einem Transmissions-Elektronen-Mikroskop (TEM) mit einem fokussierten Elektronenstrahl über die Lamelle gerastert und

in sogenannter „bright-field“-Geometrie die Anzahl der durch die Lamelle transmittierten Elektronen detektiert. Ein Teilbereich dieser Untersuchung ist in Abbildung 3.4 gezeigt. Dabei werden Bereiche geringer Transmission als dunklere Bildpunkte und Bereiche erhöhter Transmission als hellere Bildpunkte dargestellt. Die resultierenden Kontraste der so angefertigten „Bilder“ sind im Wesentlichen auf die Streuung und zu einem geringeren Anteil auf die Absorption der Elektronen zurückzuführen. Allgemein nimmt die Streuung für Materialien mit steigender Kernladungszahl zu, sodass diese dunkler erscheinen, während diese allgemein für Oxide abnimmt.

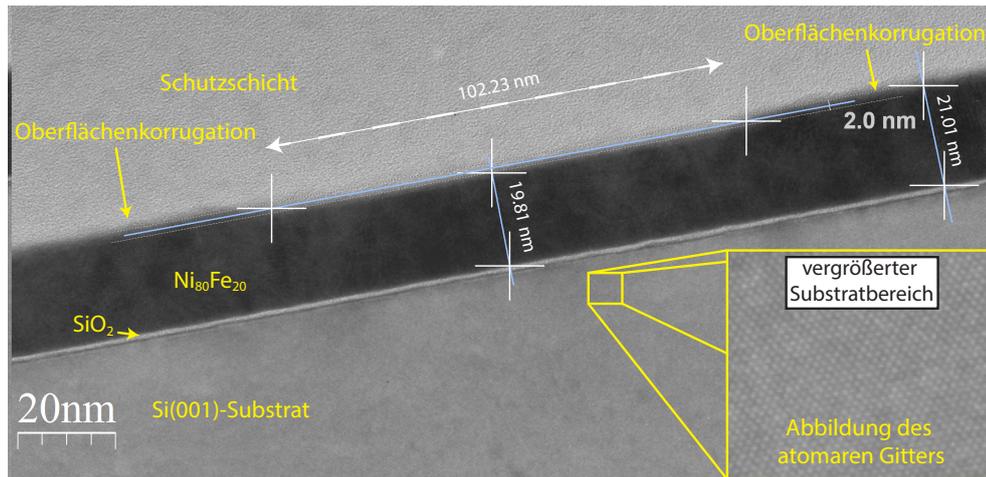


Abbildung 3.4: Probenquerschnitt der strukturierten Probe 20nmPyOL abgebildet anhand einer TEM-Lamelle. In der mittleren Ebene ist aufgrund des Materialkontrastes der gewachsene $Ni_{80}Fe_{20}$ -Film zu erkennen (dunkelster Bereich). Dabei sind die entsprechenden Linienprofile zur strukturellen Untersuchung und die so bestimmten Distanzen im Bild eingetragen. Die Sichtbarkeit des atomaren Substratgitters ($Si(001)$) lässt dabei auf eine gute Orientierung schließen. TEM-Bild: R. Hübner

In der Untersuchung des Probenquerschnittes der Probe 20nmPyOL lässt sich anhand der gefertigten Lamelle stellenweise eine Oberflächenkorugation, die jedoch keine langreichweitige Periodizität, im Gegensatz zur Maske aufweist, beobachten. Es wird angenommen, dass der in Abbildung 3.4 dargestellte Ausschnitt einem solchen Bereich entspricht. Es ist von unten nach oben zunächst das $Si(001)$ -Substrat zu erkennen. Dort ist dessen atomares Gitter sichtbar (vergrößerter Teilbereich rechts unten) und lässt auf eine hinreichend gute Orientierung des Substrates und somit des $Ni_{80}Fe_{20}$ -Filmes zum Elektronenstrahl schließen. Oberhalb des Substrates zeigt sich die dünnere helle SiO_2 -Schicht, da diese die Elektronen schwächer streut und absorbiert. Die dunkle Zwischenlinie ist wahrscheinlich auf eine Veränderung des Substratgitters an dieser Grenzfläche zurückzuführen, sodass die dort nicht mehr durchgängigen Atomreihen verstärkt streuen. Oberhalb der Oxidschicht ist der $Ni_{80}Fe_{20}$ -Film abgebildet. Der „wolkige“ Kontrast lässt auf eine polykristalline Struktur des $Ni_{80}Fe_{20}$ -Filmes schließen und ist vermutlich auf die unterschiedliche Orientierung der einzelnen Kristallite zurückzuführen. An den linken und rechten Rändern des „Bildes“ ist der $Ni_{80}Fe_{20}$ -Film dicker als in der Mitte. Dies wird als die Oberflächenkorugation interpretiert. Oberhalb des $Ni_{80}Fe_{20}$ -Filmes ist anschliessend die zur Querschnittspräparation aufgebrauchte Schutzschicht (Platinkohlenstoffverbindung) zu sehen. Die Beobachtung einer fehlenden langreichweitigen Periodizität, trotz der periodischen PMMA-Maske, lässt

dabei zwei mögliche Vermutungen zu. Zum Einen, dass die Oberfläche nur unvollständig, aber mit der passenden Periodizität korrigiert vorliegt, sodass die Streifenanordnung nur stellenweise vorhanden wäre. Zum Anderen, dass eine anhand der Lamelle nicht detektierbare periodische Strukturierung magnetischer Eigenschaften vorliegt, da eine solche im Experiment zur Messung der FMR beobachtbar scheint. Wertet man die Streifenhöhe und Breite an dem in Abbildung 3.4 gezeigten Bereich anhand Linienprofilen aus, so kann eine Schichtdicke von $d = 19.81$ nm, eine Streifenhöhe von $h = 1.4$ nm und eine Streifenbreite von $w = 148$ nm bestimmt werden. Dabei ist zu beachten, dass sich die Streifenbreite im Zusammenhang mit der zuvor diskutierten Periodizität der PMMA-Maske $a_0 = 250$ nm bestimmt und somit einer größeren Ungenauigkeit unterworfen ist. Die Fehlerabschätzungen dieser Größen sind in der Zusammenfassung in Abschnitt 3.1.3 angegeben. Liegt eine Unvollständigkeit der Oberflächenkorrigierung oder eine nicht detektierte Variation der magnetischen Eigenschaften vor, so führt dies mit großer Wahrscheinlichkeit zu einer Verringerung des Entmagnetisierungsfeldes und damit gemäß des GF-Modells zu einer Verringerung der Magnon-Magnon-Kopplung. Es wird daher vermutet, dass die theoretische effektive Streifenhöhe h_{eff} einen geringeren Wert für diese Probe aufweist.

Strukturelle Untersuchung zur Probe *20nmPyUR*

Probe *20nmPyUR* wird anhand Aufwachsens zusätzlicher $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Streifen an der Filmoberfläche hergestellt (Schritt 3 (b)) und ebenfalls eine Lamelle senkrecht zur Streifenrichtung präpariert, um den Probenquerschnitt untersuchen zu können. Dies wurde am Institut für Ionenstrahlphysik und Materialforschung des Helmholtz-Zentrums Dresden-Rossendorf durchgeführt. Diese wird wie zur Probe *20nmPyOL* beschrieben in „bright-field“-Geometrie mittels eines TEM abgebildet. Die Abbildung eines Teilbereichs der Lamelle ist in Abbildung 3.5 zu sehen. Es zeigt sich, dass die bei dieser Probe zusätzlich mittels ESV aufgebrachten $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Streifen eine Zwischenschicht zum $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Film von 2 nm aufweisen.

Vermutlich handelt es sich hierbei um eine Oxidschicht. Im vorliegenden Fall wird der zunächst unstrukturierte, mittels ESV gewachsene Film der Raumluft ausgesetzt, um die zur Lithographie benötigten Prozessschritte durchzuführen. Nach Kitada [57] und Fitzsimons [58] bildet sich so an der Oberfläche von $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ eine Oxidschicht mit einer Dicke von etwa 2 nm in unter einer Stunde. Den Studien zufolge besteht die Oxidschicht aus etwa 0,5 nm FeO_x unmittelbar an der Grenzfläche, gefolgt von etwa 1,5 nm NiO. Dies könnte durch elementspezifische Messungen (beispielsweise EDX) weiter untersucht werden. Im Falle der zuvor diskutierten Probe *20nmPyOL* wird eine solche Oxidschicht nicht beobachtet. Vermutlich wird diese durch den Ätzworgang entfernt.

Betrachtet man nun genauer die Streifenform anhand der Abbildung 3.5, so scheint deren Querschnitt trapezförmig und nicht wie zunächst erwartet rechteckig. Der trapezförmige Querschnitt der Streifen weist dabei eine Flankensteilheit von $\approx 30 - 50^\circ$ über eine Flankenbreite von ca. 5 – 10 nm auf, variiert allerdings für die einzelnen Streifen. Es ist zu vermuten, dass aufgrund der Querschnittänderung, die Fourierkomponenten des Entmagnetisierungsfeldes H_k^{dem} (Gleichung 2.42) in ihrem relativen Verhältnis zueinander geändert werden könnten. Dies beträfe maßgeblich die höheren Komponenten ($k \gg 1$), da die Grundperiodizität sowie Grundform der periodischen Streifenanordnung erhalten sind. Um den Einfluss des Streifenabstandes und des von der Idealform abweichenden Querschnittes auf das Entmagnetisierungsfeld abschätzen zu können wurden mikromagnetische Simulationen durchgeführt. Hierzu wurden zunächst Streifen einer Höhe von 3 nm und 2 nm mit einem rechteckigen Querschnitt an der Oberfläche der Filme simuliert und die-

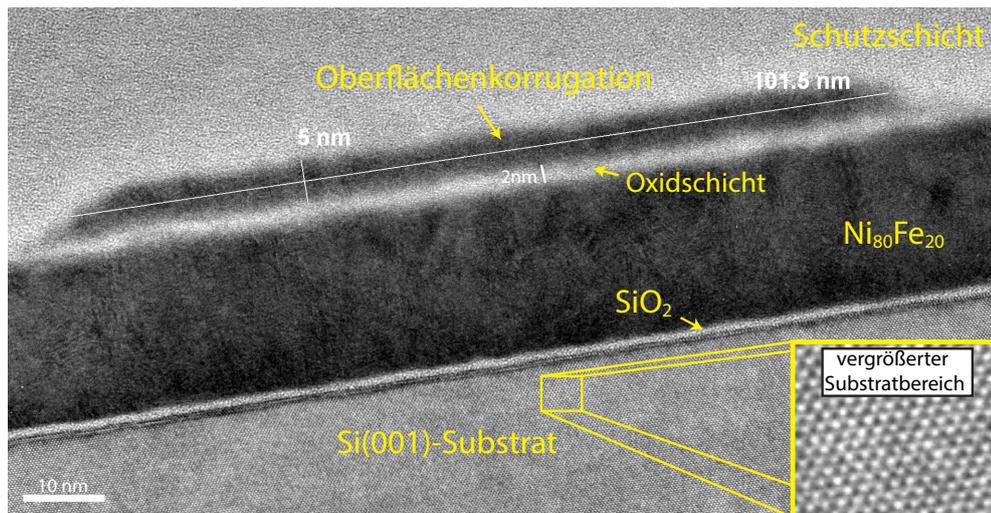


Abbildung 3.5: Probenquerschnitt der strukturierten Probe 20nmPyUR abgebildet anhand einer TEM-Lamelle. In der mittleren Ebene ist aufgrund des Materialkontrastes der gewachsene $Ni_{80}Fe_{20}$ -Film (dunkelster Bereich) und darüber die zusätzlich aufgewachsenen $Ni_{80}Fe_{20}$ -Streifen zu erkennen. Diese sind von einer ≈ 2 nm dicken heller abgebildeten Zwischenschicht getrennt, bei der es sich vermutlich um eine NiO und FeO_x -Oxidschicht handelt. Ferner ist ein trapezförmiger Streifenquerschnitt zu erkennen mit einer Flankensteilheit von $\approx 30^\circ$. TEM-Bild: R. Hübner

se anschliessend mit einer Flankensteilheit von 45° in den Simulationen betrachtet, um den trapezförmigen Querschnitt zu approximieren. Zusätzlich wurden solche Simulation für trapezförmige Streifen mit einer nicht-magnetischen Zwischenschicht von 2nm durchgeführt. Die Vergleiche der resultierenden Entmagnetisierungsfelder sind in Abbildung 3.6 dargestellt.

Die ermittelten Entmagnetisierungsfelder stimmen für eine Streifenhöhe von 3 nm für die unterschiedlichen Streifenquerschnitte im Wesentlichen überein. Die Abweichungen sind dabei an den Streifenkanten (LK, RK) am größten und aufgrund der veränderten Flan-

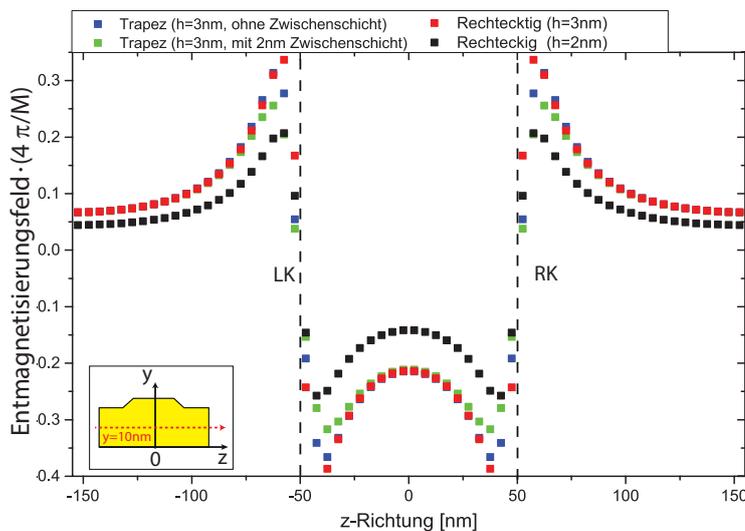


Abbildung 3.6: Einfluss des trapezförmigen Streifenquerschnittes und dessen Abstand aufgrund einer Zwischenschicht zum darunterliegenden Film auf das Entmagnetisierungsfeld in z-Richtung. Betrachtungsebene in der Mitte des Filmes entlang der z-Richtung. Der Einfluss scheint dabei geringer als die Änderung der Streifenhöhe um 1 nm.

kenform dort auch am stärksten ausgeprägt zu erwarten. Der Vergleich einer Simulationen mit einem rechteckigen Streifenquerschnitt und einer Höhe von 2 nm (schwarze Quadrate) zeigt dabei ein deutlich schwächeres Entmagnetisierungsfeld. Es wird daher vermutet, dass die Änderungen des Entmagnetisierungsfeldes und gemäß des GF-Modells der resultierenden Magnon-Magnon-Kopplung in erster Näherung vernachlässigt werden können. Abschliessend wurden wie auch an der Probe *20nmPyOL* die entsprechenden strukturellen Parameter anhand Linienprofilen extrahiert. Diese ergeben eine Schichtdicke von 20 nm eine Streifenbreite von 101.5 nm, eine Streifenperiodizität von 308 nm sowie eine Streifenhöhe von 5.3 nm. Die Fehlerabschätzungen dieser Größen sind in der Zusammenfassung in Abschnitt 3.1.3 angegeben.

3.1.2 $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Filme mit periodischen Streifendefekten

An dieser Stelle wird näher auf die Herstellung und anschliessend die strukturelle Untersuchung der Systeme gemäß Abbildung 3.2 mit periodischen Streifendefekten induziert durch Cr-Ionenimplantation eingegangen. Die Herstellung lässt sich im Wesentlichen in die folgenden zwei Prozessschritte gliedern:

- Schritt 1: Präparation eines 10mm x 10mm $\text{SiO}_2/\text{Si}(001)$ -Substrates und anschliessendes Wachsen eines polykristallinen $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Filmes ((Nominelles Kompositionsverhältnis) mit einer zusätzlichen 3 nm dicken Cr-Abdeckschicht mittels ESV (Abbildung 3.7 (1)).
- Schritt 2: Elektronenstrahlolithographisches Schreiben und Entwickeln einer 375 nm dicken PMMA Maske (950PMMA K6) mit der nominell gewünschten Streifenstrukturierung und anschliessender Cr-Ionenimplantation (Abbildung 3.7 (2)).

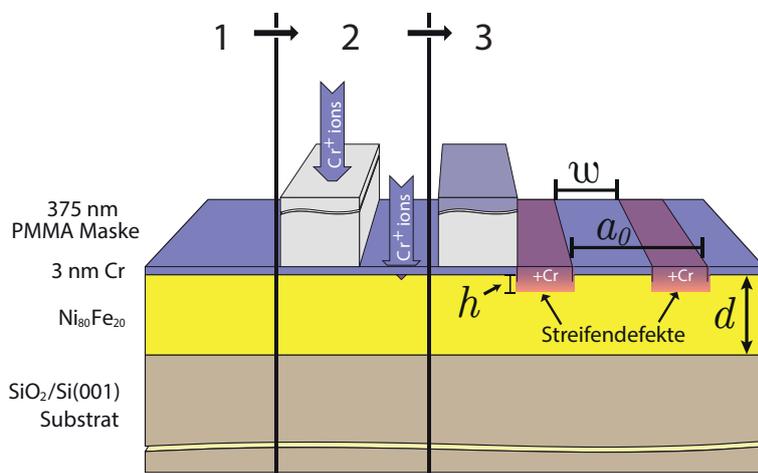


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung zur Herstellung der strukturierten $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Filme anhand Cr-Ionenimplantation. Durch die Implantation wird die Magnetisierung lokal beeinflusst und so periodische Streifendefekte an der Filmoberfläche induziert. (abgewandelt aus [59])

Die Cr-Ionen wurden mit einer Energie von 5 keV und einer Fluenz von $5 \cdot 10^{15}$ Ionen/cm² implantiert und somit die exponierten Streifenbereiche magnetisch beeinflusst, sodass sich Defekte entlang der belichteten Streifen ausbilden. Dies ist schematisch als letzter Schritt in Abbildung 3.7 (3) dargestellt. Die Proben wurden am Institut für Ionenstrahlphysik und Materialforschung des Helmholtz-Zentrums Dresden-Rossendorf hergestellt. Genauere Angaben zu den Prozessparametern sind in Abschnitt A.4 aufgeführt.

Strukturelle Untersuchung zur Probe *KIBM 5-1-1*

Die strukturellen Untersuchungen zur Probe *KIBM 5-1-1* wurde am Institut für Ionenstrahlphysik und Materialforschung des Helmholtz-Zentrums Dresden-Rossendorf durchgeführt und ergeben eine Schichtdicke von $d = 30$ nm, eine Streifenperiodizität von $a_0 = 291$ nm, eine Streifenbreite von $w = 120$ nm und einer effektiven Implantationstiefe von $h_I = 6$ nm, [60]. Die Cr-Verteilung wird in [59] innerhalb der Probe simuliert und eine Reduktion der Magnetisierung durch die paramagnetischen Cr-Atome angenommen. Die Cr-Verteilung innerhalb der Probe zeigt sich als graduell in die Schicht abnehmend und ist in Abbildung 3.8 anhand einer solchen Simulation dargestellt. Aus diesem Grund könnte ebenfalls eine graduelle Cr-Konzentrationsänderung entlang der Periodizität vorhanden sein, sodass keine scharfen Streifenkanten der Defektregionen angenommen werden, sondern diese eventuell „ausgeschmiert“ sein können.

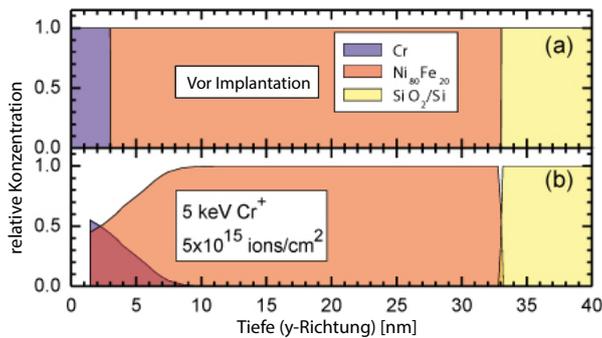


Abbildung 3.8: Simulation zur Cr-Konzentration entnommen aus [61]. Vor der Belichtung durch Cr-Ionen (a) und nach der Cr-Implantation (b). An der Oberfläche tritt eine Durchmischung des Cr und $Ni_{80}Fe_{20}$ auf. Die Cr-Konzentration nimmt graduell in die Schicht ab und beträgt an der Oberfläche $\approx 50\%$. Die Sättigungsmagnetisierung wird hierdurch in den belichteten Bereichen als um $\approx 20\%$ reduziert angenommen.

Aufgrund der Abweichung dieser Art von Probensystem zu einer geometrischen Oberflächenkorruption der $Ni_{80}Fe_{20}$ -Filme, werden in der theoretischen Beschreibung effektive Werte für Streifenbreite und Höhe erwartet, die ähnliche magnetische Divergenzen, wie die der Probe beschreiben sollen. Dies erschwert eine genaue Abschätzung der Fehler zur Streifenbreite und Streifenhöhe. Die Streifenhöhe wird hier aufgrund des graduellen Verlaufes der Cr-Implantation auf $h = 4$ nm abgeschätzt. Betrachtet man eine solche graduellen Ladungsverteilung der Magnetisierung, entspräche dies qualitativ einer Approximation idealer rechteckiger Streifenquerschnitte, wenn die höheren Fourierkomponenten der Ladungsverteilung (C_k mit $k \gg 1$, Gleichung 2.41) vernachlässigt würden. Dabei wären die niedrigeren Fourierkomponenten annähernd identisch. Diese sind dem GF-Modell zufolge für die Kopplung der niederenergetischen Magnonen mit geringerem k-Vektor maßgeblich (Abschnitt 2.2.2.1). Die höheren Fourierkomponenten lassen zwar größere Abweichungen vermuten, die energetische Lage der dadurch koppelnden Magnonen liegt allerdings oberhalb des experimentell untersuchten Frequenzbereiches. Es wird daher vermutet, dass sich diese Systeme anhand der theoretischen Modelle beschreiben lassen.

3.1.3 Zusammenfassung

Es wurden unterschiedliche Arten von strukturierten $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Filmen hergestellt und deren strukturelle Eigenschaften untersucht. Die entsprechenden strukturellen Parameter sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Dabei wird für Probe *20nmPyOL* eine unvollständige Oberflächenkorrugation vermutet. Die Streifenanordnung an der Filmoberfläche zur Probe *20nmPyUR* weist eine 2 nm dicke Zwischenschicht und einen trapezförmigen Querschnitt auf. Es wird angenommen, dass es sich bei dieser um eine Oxidschicht handelt. Der Einfluss auf das Entmagnetisierungsfeld durch diese abweichende Form wurde anhand mikromagnetischer Simulationen als vernachlässigbar eingeschätzt. Die oberflächenkorrigierten $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Filme weisen eine höhere Kongruenz zu den theoretischen Modellsystemen als die Cr-Ionenimplantierten Probe auf. Aus diesem Grund werden zur Probe *KIBM 5-1-1* effektive Werte für die Streifenhöhe und Streifenbreite in den Modellbeschreibungen erwartet, die ähnliche magnetische Divergenzen wie die der Probe beschreiben sollen.

Probe	20nmPyOL	20nmPyUR	KIBM 5-1-1
h [nm]	$1.4 \pm 70\%$	$5.3 \pm 10\%$	$4 \pm 50\%$
d [nm]	$19.81 \pm 5\%$	$19.978 \pm 5\%$	$30 \pm 7\%$
a_0 [nm]	$250 \pm 15\%$	$308 \pm 15\%$	$291 \pm 5\%$
w [nm]	$148 \pm 25\%$	$101.5 \pm 20\%$	$120 \pm 15\%$

Tabelle 3.1: Strukturelle Parameter der untersuchten Proben. Die Fehlerbalken ergeben sich aus der Varianz der ermittelten Größen zu einer Probe und einer Abschätzung der Ungenauigkeiten der strukturellen Untersuchungen.

3.2 Messung der Ferromagnetischen Resonanz (FMR)

Die folgenden Abschnitte 3.2.1 und 3.2.2 widmen sich der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Methoden zur Messung der Ferromagnetischen Resonanz (FMR). Im ersten Abschnitt 3.2.1 werden die konventionellen Resonatormessungen zur Bestimmung der winkelabhängigen FMR und im nachfolgenden Abschnitt 3.2.2 die „Kurzschluss technik“ zur Bestimmung der frequenzabhängigen FMR beschrieben. Dabei entspricht der „inplane Winkel“ bei winkelabhängigen Messungen dem Winkel Ψ des in dieser Arbeit verwendeten Koordinatensystems aus Abbildung 2.2. FMR-Messung entlang der Streifenperiodizität ($\Psi = 0^\circ$) werden dabei als Messungen in schwerer Richtung bezeichnet, während die entsprechenden FMR-Messungen senkrecht zu dieser ($\Psi = 90^\circ$) als Messungen in leichter Richtung bezeichnet werden.

3.2.1 Winkelabhängige FMR mittels konventioneller Resonatormessungen

Die winkelabhängigen Messungen der Ferromagnetischen Resonanz wurden an einem kommerziellen Messaufbau der Firma BRUKER vom Typ Elexsys durchgeführt. Hierzu wurde ein Rechteckresonator der Firma Varian mit einer stehenden Wellenform TE_{102} bei einer Mikrowellenfrequenz von ≈ 9.5 GHz (X-Band) eingesetzt, welcher eine unbelastete Güte von ≈ 4100 aufweist. Die Proben werden dabei so im Resonator positioniert, dass an dem Ort der $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Filme ein möglichst geringes elektrisches Feld existiert und das magnetische Feld der linear polarisierten Mikrowelle in der Filmebene liegt. Ein zusätzliches homogenes externes Magnetfeld in der Filmebene kann zwischen -1.26 und 1.26 T durch einen Elektromagneten erzeugt werden. Bei einer Messung wird dieses mit definierter Schrittweite innerhalb eines vorgegebenen Bereiches schrittweise variiert und die absorbierte Mikrowellenleistung detektiert. Zur Detektion wird eine Mikrowellenbrücke der Firma VARIAN und ein kommerzieller Lock-In-Verstärker der Firma Stanford-Instruments S830 unter Modulation des externen Magnetfeldes eingesetzt. Die Modulationsamplitude beträgt dabei ≈ 1 mT, sowie die in den Resonator eingekoppelte Mikrowellenleistung anhand der Mikrowellenbrücke ≈ 2 mW. Man erhält so einen Signalverlauf bei konstanter Frequenz in Abhängigkeit des externen Magnetfeldes. Ein solcher Signalverlauf wird als Einzelspektrum bezeichnet. Anhand eines drehbar gelagerten Probenstabes werden die $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Filme im Rahmen einer Messreihe um ihre Filmmnormale gedreht und so die Ferromagnetische Resonanz in die unterschiedlichen Richtungen innerhalb der Filmebene vermessen. Die Vielzahl von Einzelspektren zu unterschiedlichen Magnetfeldwinkeln wird dabei als Winkelabhängigkeit bezeichnet und anhand der Einzelspektren näher betrachtet. Dabei entspricht der Winkel des externen Magnetfeldes dieser Messungen dem Winkel Ψ (inplane-Winkel) des in dieser Arbeit verwendeten Koordinatensystems aus Abbildung 2.2.

3.2.2 Frequenzabhängige FMR mittels Kurzschlussstechnik

Die frequenzabhängigen Messungen der Ferromagnetischen Resonanz werden mittels der „Kurzschlussstechnik“ durchgeführt. Es handelt sich dabei um einen laboreigenen Messaufbau. Eine ausführliche Darstellung dieser Messmethode ist beispielsweise in [62] oder in [63] zu finden. Hier werden nur die wesentlichen Aspekte aufgegriffen. Die Mikrowellenleistung wird von einer breitbandigen Mikrowellenquelle („Rhode & Schwarz, SMR40) bereitgestellt und in den in Abbildung 3.9 gezeigten Kurzschluss eingekoppelt. Resultierend entsteht dort ein über den Probenbereich homogenes linear polarisiertes Magnetfeld der Mikrowelle und stellt eine Art „Kurzschluss-Resonator“ dar.

Dieser Kurzschluss-„Resonator“ kann, im Gegensatz zu einem konventionellen Resonator, bei einer Vielzahl von quasi-kontinuierlichen Mikrowellenfrequenzen im Abstand von ≈ 160 MHz zur Messung der Ferromagnetischen Resonanz eingesetzt werden und ermöglicht Messungen in Frequenzbereichen zwischen 1 – 26.5 GHz. Ein zusätzliches homogenes externes Magnetfeld in der Filmebene kann zwischen 0 und 1.66T durch einen Elektromagneten erzeugt werden und wird zur Messung eines Einzelspektrums schrittweise variiert. Die Detektion der absorbierten Mikrowellenleistung durch die Probe erfolgt durch eine Mikrowellendiode (Zero-Bias Schottky Diode Detector DZM265AB der Firma Herotek) und ein in einem kommerziellen Spektrometer der Firma BRUKER eingebauten Lock-In-Verstärker. Hierzu wird das externe Magnetfeld mit einer Amplitude von ≈ 1 mT mit einer Frequenz 50 kHz moduliert, sodass nach dem externen Magnetfeld „differenzierte“ Absorptionssignale wie auch bei der konventionellen Resonatormessungen detektiert werden. Die typische Ausgangsmikrowellenleistung der Quelle beträgt dabei ≈ 10 mW und wird je nach Frequenz angepasst. Die Vielzahl von Einzelspektren bei unterschiedlichen Mikrowellenfrequenzen wird dabei als Frequenzabhängigkeit bezeichnet und anhand der Einzelspektren näher betrachtet. Die frequenzabhängigen Messung entlang der Streifenperiodizität („ $\Psi = 0^\circ$ “) werden dabei als Messungen in „schwerer Richtung“ bezeichnet, während die entsprechenden Frequenzabhängigkeiten senkrecht zu dieser („ $\Psi = 90^\circ$ “) als Messungen in „leichter Richtung“ bezeichnet werden.

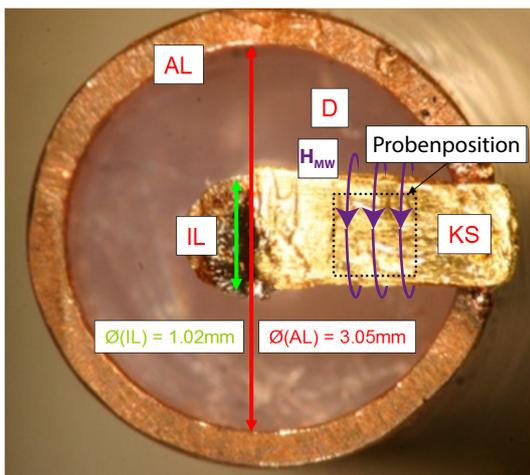


Abbildung 3.9: Der zur frequenzabhängigen Messung eingesetzte Kurzschluss „KS“ bestehend aus einer Verbindung zwischen Innen- und Außenleiter eines Koaxialkabels. Im Schaubild sind der Innenleiterdurchmesser „IL“, Außenleiterdurchmesser „AL“, das Dielektrikum „D“, sowie die Probenposition und das resultierende Mikrowellenfeld H_{MW} schematisch eingetragen.

4 Experimentelle Bestimmung der magnetischen Probenparameter

Die Ferromagnetische Resonanz (FMR) der Probensysteme wurde mittels der Kurzschluss-technik (Abschnitt 3.2.2) unter Variation der Mikrowellenfrequenz und des externen Magnetfeldes im Bereich von 2 – 24 GHz untersucht. Das externe Magnetfeld wurde hierzu entlang der Streifenkanten (leichte Richtung, $\Psi = 90^\circ$) und entlang der Streifenperiodizität (schwere Richtung, $\Psi = 0^\circ$) angelegt. Zusätzlich wurden winkelabhängige FMR-Messungen der FMR mittels der konventionellen Resonatortechnik (Abschnitt 3.2.1) bei ≈ 9.5 GHz durchgeführt. Dieses Kapitel widmet sich nun der Bestimmung der magnetischen Probenparameter anhand dieser Messungen. Zunächst wird die Auswertung der Absorptionslinienlagen, -breiten und -flächen anhand von Einzelspektren näher beschrieben. Anschliessend werden die unterschiedlichen Messungen zusammen mit den theoretischen Beschreibungen der Absorptionslinienlagen und deren Breiten zur Bestimmung der magnetischen Parameter in Abschnitt 4.1 betrachtet. Anschliessend wird die Bestimmung der magnetischen Parameter für die Messungen an den unstrukturierten Referenzfilmen in Abschnitt 4.2 und die an den strukturierten Filmen in Abschnitt 4.3 erläutert. Abschliessend sind in Abschnitt 4.4 die Probenparameter zusammengefasst und werden im Zusammenhang mit den Literaturwerten für $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Filme diskutiert.

4.1 Bestimmung von Linienlage, Linienbreite und Fläche der Absorptionslinien anhand Einzelspektren

Zur Untersuchung der Ferromagnetischen Resonanz (FMR) der Probensysteme wird bei jeweils konstanter Mikrowellenfrequenz f_{MW} der Betrag des externen Magnetfeldes $|B_{ex}|$ schrittweise variiert und die absorbierte Mikrowellenleistung gemessen. Aufgrund der Modulation des externen Magnetfeldes und dem Einsatz von Lock-In-Verstärkern zur Messung, wird dabei ein nach dem Feld „differenziertes“ Signal S detektiert. Der Signalverlauf $S(f_{MW}, |B|)$ bei konstanter Mikrowellenfrequenz in Abhängigkeit vom Betrag des externen Magnetfeldes wird als Einzelspektrum bezeichnet. Eine frequenzabhängige Messung der Ferromagnetischen Resonanz setzt sich dann aus einer Vielzahl von Einzelspektren bei unterschiedlichen Mikrowellenfrequenzen, eine winkelabhängige Messung aus einer Vielzahl von Einzelspektren bei unterschiedlicher Orientierung des externen Magnetfeldes zusammen. Zur Bestimmung der Lage, Breite und Fläche der Absorptionslinien dieser Messungen, werden dabei die Einzelspektren wie folgt ausgewertet: Der gemessene Signalverlauf $S(f_{MW}, |B_{ext}|)$ wird unter der Annahme nach dem Magnetfeld differenzierter lorentzförmiger Absorptionslinien, gemäß der Argumentation aus Abschnitt 2.1.1, anhand des Levenberg-Marquardt-Algorithmus [64] unter Minimierung der mittleren quadratischen Abweichung angepasst. Eine solche nach dem Magnetfeld differenzierte Absorptionslinie zur Anpassung ist schematisch in Abbildung 4.1 dargestellt. Aus der Anpassung wird nicht direkt die volle Linienbreite der Absorptionslinie bei halber Höhe ΔH , sondern die so-

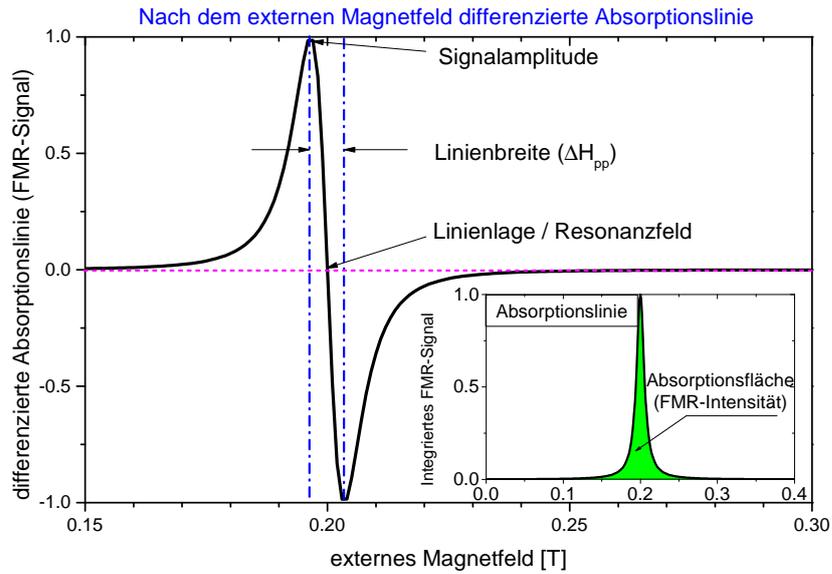


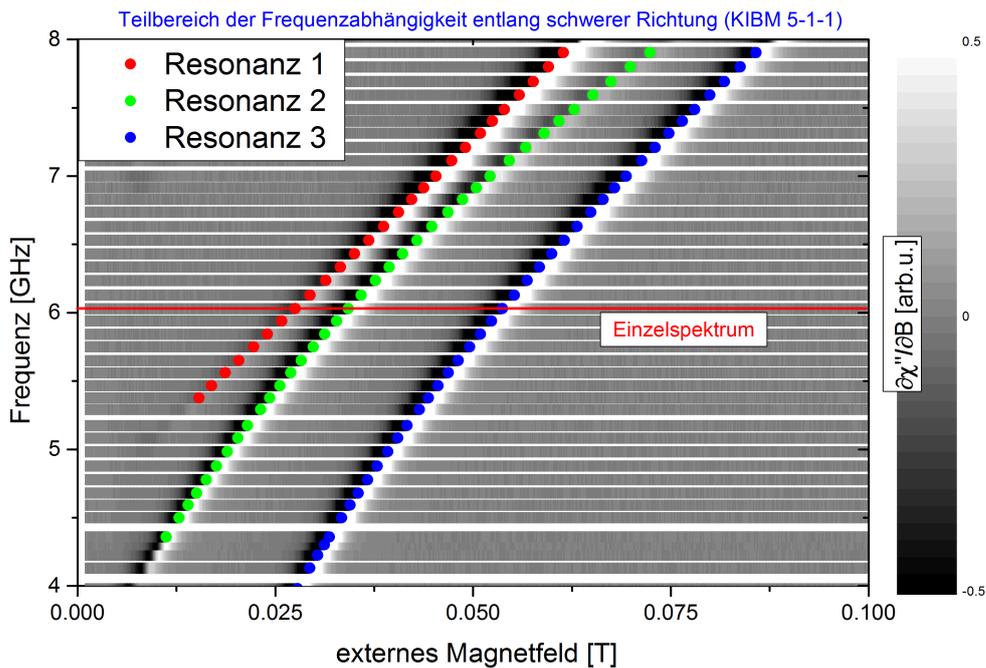
Abbildung 4.1: Nach dem externen Magnetfeld differenzierte Absorptionslinie und Linienlage, -breite sowie Signalamplitude und Absorptionsfläche.

nannte „Peak-to-Peak“ - Linienbreite ΔH_{pp} bestimmt. Diese hängen über den Faktor $\sqrt{3}$ zusammen:

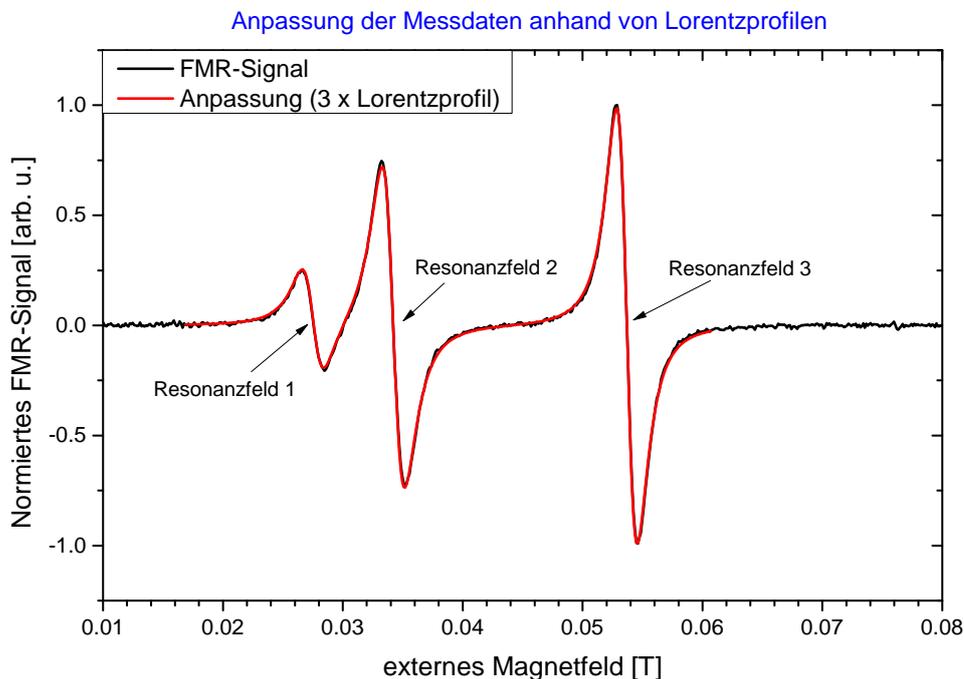
$$\Delta H = \sqrt{3} \Delta H_{pp} \quad (4.1)$$

Die Anzahl der lorentzförmigen Absorptionslinien, die maximale Anzahl der Parameteränderungen (Iterationen), die maximale Abweichung zum Signalverlauf (Toleranz), sowie die Startparameter zur Anpassung der Einzelspektren werden dabei als Startwerte vorgegeben. Wird die festgelegte Abweichungstoleranz unterschritten, werden die zugehörigen Parameter (Linienlagen, Linienbreiten, Flächen der einzelnen lorentzförmigen Absorptionslinien) gespeichert und der entsprechenden Mikrowellenfrequenz / Magnetfeldwinkel zugeordnet. In Abbildung 4.2 (a) ist ein Teilbereich der frequenzabhängigen Messung als Graustufenplot an Probe *KIBM 5-1-1* entlang der „schweren Richtung“ zusammen mit den dort ermittelten Resonanzlinienlage (farbige Punkte) dargestellt. Die Lage eines Einzelspektrums ist dort als rote Linie markiert worden. Die Einzelspektren sind auf Signalamplituden zwischen -1 und 1 normiert. Die entsprechende Anpassung dieses Einzelspektrums unter der Annahme 3 lorentzförmiger Profile ist dann in nebenstehender Abbildung 4.2 (b) dargestellt.

Die Fehler in der Bestimmung der Linienlage werden anhand der ermittelten Linienbreite abgeschätzt. Es wird hierbei angenommen, dass der absolute Fehler der Linienlage durch die Linienbreite ΔH_{pp} gegeben ist, sich das Absorptionsmaximum also innerhalb dieser Linienbreite um die bestimmte Lage befindet. Die Abschätzung der statistischen Fehler in der Linienbreite erfolgt anhand des mittleren quadratischen Fehlers („MSE“) der Anpassung zum Signalverlauf. Der MSE wird dabei als Maß für die Güte einer Anpassung interpretiert und auf die Güte der Linienbreite und damit deren Fehler übertragen. Hierzu wird der MSE zunächst anhand der Gesamtfläche des Einzelspektrums auf eine prozentuale Abweichung zum Signalverlauf normiert und dies als prozentuale Abweichung der Lini-



(a) Teilbereich der frequenzabhängigen Messung an Probe *KIBM 5-1-1* entlang der schweren Richtung als Graustufenplot. Ein Einzelspektrum wird entlang der roten Linie detektiert und anschliessend mittels lorentzförmiger Profile angepasst (b) und so die hier angegebene Resonanzposition (farbige Punkte) extrahiert.



(b) Anpassung eines Einzelspektrums der in (a) gezeigten Frequenzabhängigkeit unter der Annahme von 3 lorentzförmigen Profilen. (Probe: *KIBM 5-1-1*, Mikrowellenfrequenz: 6.03 GHz entlang der Periodizität „schwere Richtung“)

Abbildung 4.2: Exemplarischer Teilbereich einer frequenzabhängigen Messung (Probe: *KIBM 5-1-1* „schwere Richtung“) (a) zur Verdeutlichung der Auswertung von Einzelspektren anhand der Anpassung von lorentzförmigen Absorptionslinien (b).

enbreite angenommen. Zur Bestimmung der Resonanzlinienlagen anhand des GF-Modells und der mikromagnetischen Simulationen werden zunächst Einzelspektren berechnet und ebenfalls auf die hier vorgestellte Weise angepasst. Dabei sind allerdings, im Gegensatz zu einer FMR-Messung, die berechneten Einzelspektren nicht nach dem Magnetfeld differenziert. Es werden daher zur Anpassung unabgeleitete Lorentzprofile an den berechneten Signalverlauf angepasst und so deren Lage, Linienbreite und Absorptionsflächen bestimmt.

4.2 Magnetische Parameter unstrukturierter Referenzfilme

Um die FMR-Messungen der strukturierten Ni₈₀Fe₂₀-Filme anhand der verschiedenen theoretischen Modelle und der Dispersionsrelation $\omega(\vec{k})$ anpassen zu können ist die Kenntnis einer Vielzahl unterschiedlicher Probenparameter nötig (Abschnitte 2.2.2.1, 2.2.2.2 sowie 2.2.2.2). Zu deren näheren Bestimmung wird zunächst die FMR der Referenzfilme untersucht. Dies bietet den Vorteil, dass dort weniger freie Parameter zur Anpassung der Messdaten benötigt werden. Es wird dann angenommen, dass sich die so ermittelten magnetischen Größen, aufgrund des identischen Herstellungsprozesse auf einem gemeinsamen Substrat, auf die strukturierten Proben übertragen lassen. Dazu werden zunächst die gemessenen Einzelspektren der Referenzfilme gemäß Abschnitt 4.1 anhand Lorentzprofilen an die Einzelspektren angepasst und somit die Resonanzlage und dessen Breite bestimmt. Betrachtet man die Resonanzbedingung für homogene dünne Filme mit einer evtl. vorhanden Oberflächenanisotropie dargestellt durch ein Anisotropiefeld H_s (Gleichung 2.39), so lassen sich anhand einer frequenzabhängigen Messung der FMR durch Anpassen der Messdaten an den idealisierten Verlauf der g-Faktor gegeben durch γ (Gleichung 2.1), die Sättigungsmagnetisierung M_s sowie H_s näher bestimmen:

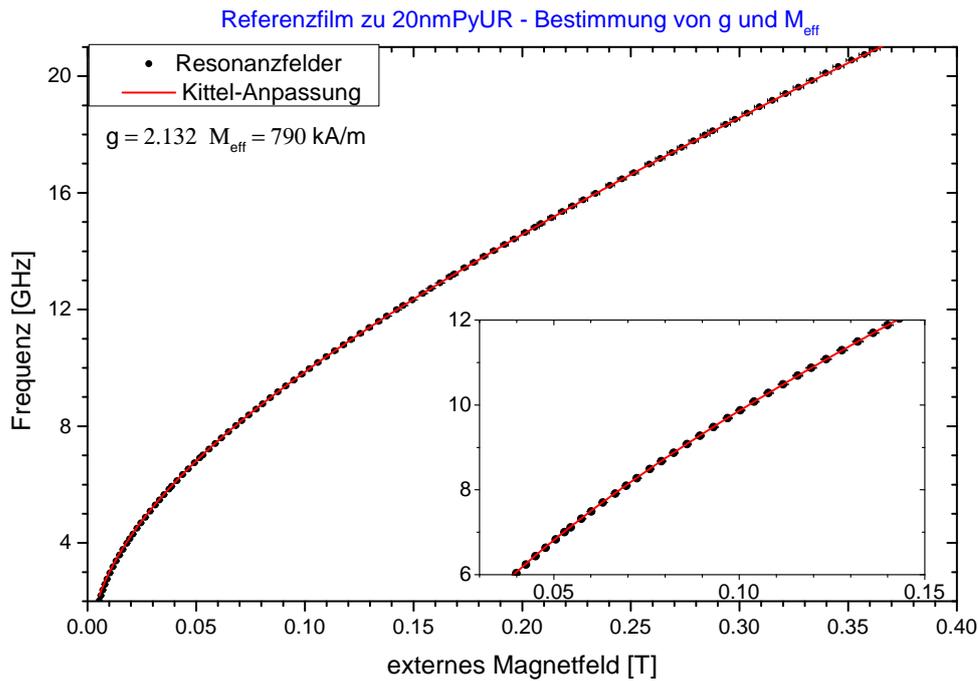
$$\omega_{uniform} = \gamma \sqrt{H \left(H + 4\pi \left(M_s + \frac{H_s}{4\pi} \right) \right)} \quad \text{mit} \quad M_{eff} = M_s + \frac{H_s}{4\pi} \quad (4.2)$$

Hierbei ist es wichtig zu beachten, dass der Einfluss des Anisotropiefeldes H_s und der der Sättigungsmagnetisierung M_s identisch auf die Lage der Resonanz sind und sich deren Beiträge anhand Gleichung 4.2 nicht weiter trennen lassen. Dieser Sachverhalt wird durch eine effektive Magnetisierung M_{eff} beschrieben. Für die unstrukturierten Referenzfilm wird an dieser Stelle eine vernachlässigbare uni-axiale Anisotropie ($H_s = 0$, $M_{eff} = M_s$) angenommen, da an den Referenzfilme keine Oberflächenstrukturierung vorgenommen wurde (Abschnitt 3.1). Für die entsprechenden experimentellen Linienbreiten ΔH gilt nach Gleichung 2.10:

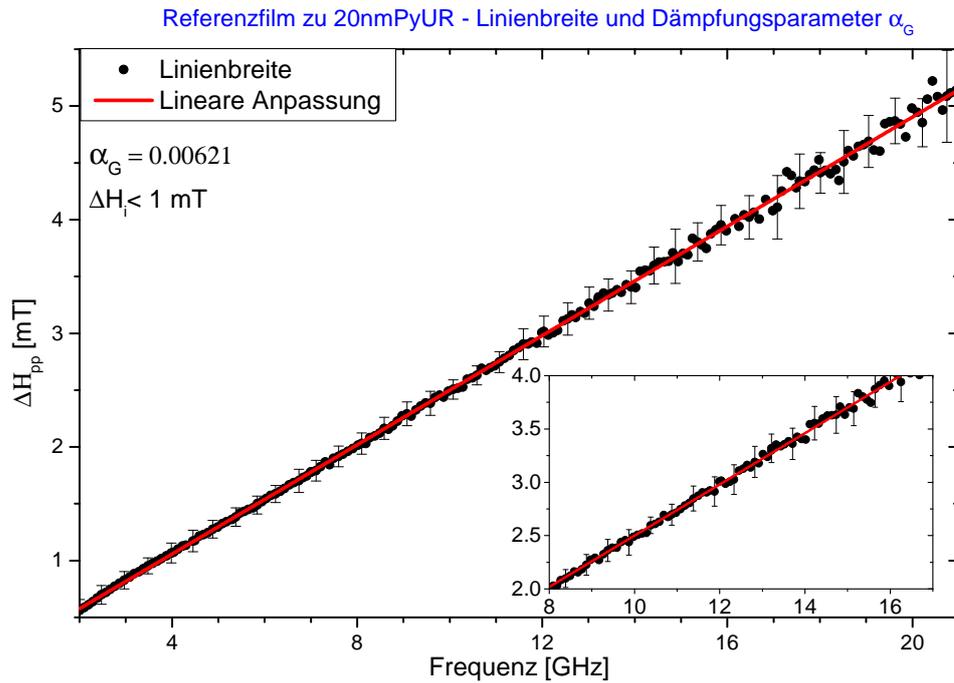
$$\Delta H = H_{gilbert} + \Delta H_i = \frac{2\omega\alpha_G}{\gamma} + \Delta H_i \quad (4.3)$$

Hierbei werden konstante Linienbreitenbeiträge ΔH_i meist mit Inhomogenitäten der magnetischen Filme und dessen Grenzflächenqualität in Verbindung gebracht. Dies entspricht demnach einer linearen Abhängigkeit der ermittelten Linienbreiten ΔH mit der Mikrowellenfrequenz ω , sodass aus einer linearen Anpassung der Auftragung der experimentell bestimmten Linienbreite ΔH_{pp} (Gleichung 4.1) über der Frequenz mit Steigung b der Gilbert-Dämpfungsparameter bestimmt werden kann:

$$\Delta H_{pp} = b\omega + \frac{\Delta H_i}{\sqrt{3}} \quad \text{mit} \quad \alpha_G = \frac{\sqrt{3}b\gamma}{2} \quad (4.4)$$



(a) Experimentelle Resonanzlinienlagen (schwarze Kreise) und theoretischer Verlauf der unifornen Mode (rote Linie) zur Bestimmung des g -Faktors und der effektiven Magnetisierung.



(b) Experimentellen Linienbreiten (schwarze Kreise) und theoretischer Verlauf unter Annahme einer Gilbertdämpfung (rote Linie) zur Bestimmung Dämpfungsparameters.

Abbildung 4.3: Frequenzabhängige Messung am Referenzfilm zur Probe 20nmPyUR. Bestimmung des g -Faktors, der effektiven Magnetisierung (a) und des Gilbert-Dämpfungsparameters (b).

	<i>20nmPyOL-Ref</i>	<i>20nmPyUR-Ref</i>	Einheit
g	$2.126 \pm 10\%$	$2.132 \pm 10\%$	-
M_s	$754 \pm 10\%$	$790 \pm 10\%$	kA/m
α_G	$6.24 \pm 15\%$	$6.21 \pm 15\%$	10^{-3}
ΔH_i	< 1	< 1	mT

Tabelle 4.1: Anhand der frequenzabhängigen FMR-Messungen bestimmte Parameter der Referenzfilme 20nmPyOL-Ref und 20nmPyUR-Ref. Zur Probe KIBM 5-1-1 liegt kein entsprechender Referenzfilm vor.

Abbildung 4.3 zeigt dabei exemplarisch eine solche Anpassung der experimentellen Linielagen (a) und Linienbreiten (b) für den Referenzfilm zur Probe *20nmPyUR*. Dabei sind die Resonanzlinienlagen und Breiten als schwarze Punkte dargestellt und nur jeder fünfte Datenpunkt mit Fehlerbalken versehen worden. Die Fehler wurden gemäß Abschnitt 4.1 berechnet. Es kann eine sehr gute Übereinstimmung mit den theoretisch zu erwartenden Resonanzlinienlagen und Linienbreiten gefunden werden. Die so bestimmten magnetischen Parameter sind im Diagramm angeführt.

Die weiteren Messungen der Referenzfilme sind im Anhang (Abschnitt A.7) zu finden und zeigen ebenfalls eine identisch gute Übereinstimmung mit den theoretischen Verläufen. Für die Referenzfilme ergeben sich so die in Tabelle 4.1 angegebenen Parameter.

Der Fehler in der Bestimmung des Gilbert-Dämpfungsparameters α_G weist nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz eine größere Ungenauigkeit aufgrund der Abhängigkeit von γ auf. Die mögliche Verbreiterung durch Inhomogenitäten ΔH_i ist im Rahmen der Messungengenauigkeit und wird daher kleiner als 1 mT abgeschätzt. Eine winkelabhängige Messung der FMR an den Referenzfilmen bei einer Mikrowellenfrequenz von 9.46 GHz zeigt zudem eine vernachlässigbare Anisotropie der Resonanzlinienlage (Abschnitt A.5 des Anhangs). Die maximale Differenz der Resonanzlinienlagen dieser Messung beträgt 1 %. Dieser Unterschied ist vermutlich durch die nicht exakt konzentrische Anordnung der Probe im Resonator und eine damit verbundene Frequenzverschiebung unter Drehung der Probe zu erklären. Zusammen mit der vernachlässigbaren konstanten Linienverbreiterung ΔH_i deutet dies auf eine ausreichende Homogenität der Referenzfilme und der zugehörigen strukturierten Proben in Bezug auf ihre Ferromagnetische Resonanz hin.

4.3 Magnetische Parameter der strukturierten Filme

Bei der Untersuchung der strukturierten Proben wird zwischen der Auswertung der FMR-Messungen in leichter Richtung ($\Psi = 0^\circ$), in schwerer Richtungen ($\Psi = 90^\circ$) und den Winkelabhängigkeiten unterschieden. Der folgende Abschnitt 4.3.1 widmet sich zunächst der Bestimmung der Probenparameter anhand der frequenzabhängigen Messungen in leichter Richtung, während anschliessend in Abschnitt 4.3.2 deren Bestimmung anhand frequenzabhängiger Messungen in schwerer Richtung erläutert wird. In Abschnitt 4.3.3 wird dann die Bestimmung der magnetischen Parameter anhand der winkelabhängigen FMR-Messungen diskutiert.

4.3.1 Frequenzabhängige FMR-Messungen in leichter Richtung der Magnetisierung

Wird das externe Magnetfeld entlang der leichten Richtung ($\Psi = 90^\circ$) angelegt, verschwindet dem GF-Modell zufolge der Einfluss der Strukturierung (Abschnitt 2.2.2.1). Aus diesem Grund werden ebenso Gleichung 4.2 und 4.4 zum Anpassen der Messdaten wie auch für die frequenzabhängigen FMR-Messungen an den Referenzfilmen verwendet (Abschnitt 4.2).

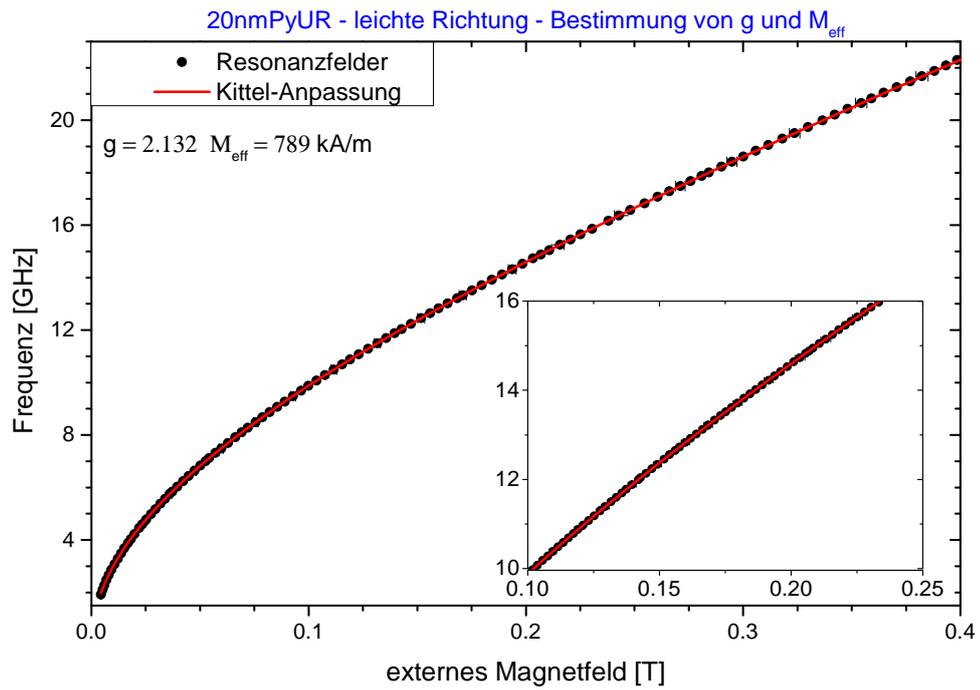
Es stehen demnach für die frequenzabhängigen FMR-Messungen in der leichten Richtungen an den strukturierten Filmen, ebenfalls der g-Faktor gegeben durch γ , die Sättigungsmagnetisierung M_s und eine Oberflächenanisotropie H_s zum Anpassen der Resonanzlagen zur Verfügung (Gleichung 4.2). Abbildung 4.4 zeigt exemplarisch eine solche Anpassung der experimentellen Linienlagen (a) und Linienbreiten (b) für eine solche frequenzabhängige FMR-Messung entlang der leichten Richtung zur Probe *20nmPyUR*. Erneut sind die Resonanzlinienlagen und -breiten als schwarze Punkte dargestellt und nur jeder fünfte Datenpunkt mit Fehlerbalken versehen worden. Die Fehler wurden dabei gemäß Abschnitt 4.1 berechnet. Die experimentell bestimmten Resonanzlinienlagen und -breiten stimmen sehr gut mit der theoretischen Beschreibung überein. Die aus der Anpassung ermittelten magnetischen Parameter sind wie zuvor im Diagramm angeführt. Die weiteren Messungen in leichter Richtung sind im Anhang (Abschnitt A.7) zu finden und zeigen ebenfalls eine identisch gute Übereinstimmung mit den theoretischen Verläufen.

Anhand der Messungen ergeben sich die magnetischen Parameter nach Tabelle 4.2. Dabei wurde die Differenz zwischen der zuvor bestimmten Magnetisierung der Referenzfilme die als Sättigungsmagnetisierung M_s angenommen wurde und der effektiven Magnetisierung $M_{dif} = M_s - M_{eff}$ zusätzlich angegeben. Die Abweichungen liegen dabei innerhalb der Fehlerbalken und scheinen die Annahme des vernachlässigbaren Einflusses der Strukturierung in leichter Richtung zu bestätigen.

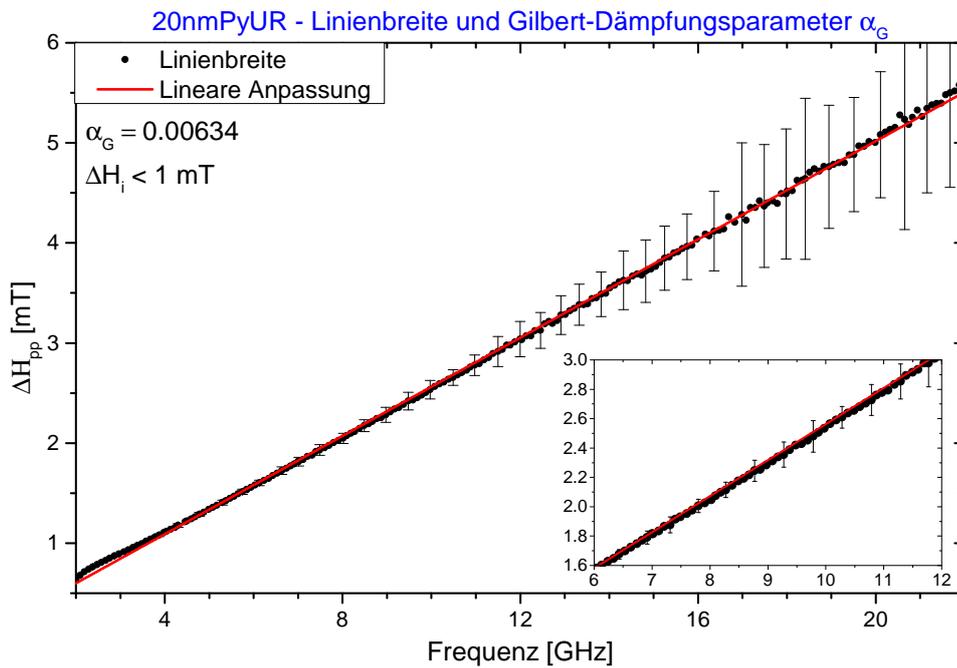
	20nmPyOL	20nmPyUR	KIBM 5-1-1	Einheit
g	$2.126 \pm 10\%$	2.132 ± 10	$2.105 \pm 10\%$	-
M_{eff}	$773 \pm 10\%$	$789 \pm 10\%$	$795 \pm 10\%$	kA/m
M_{dif}	$19 \pm 20\%$	$1 \pm 20\%$	-	kA/m
α_G	$7.8 \pm 15\%$	$6.34 \pm 15\%$	$6.5 \pm 15\%$	10^{-3}
ΔH_i	< 1	< 1	< 1	mT

Tabelle 4.2: Anhand der frequenzabhängigen FMR-Messungen in leichter Richtung bestimmte magnetische Parameter der strukturierten Proben.

Die aus der Differenz der effektiven Magnetisierung berechenbare Oberflächenanisotropie H_s scheint daher zum Einen vernachlässigbar und würde zum Anderen nach den Gesetzen der Fehlerrechnung einen möglichen Fehler von mehreren 100 % aufweisen. Die strukturierten Filme weisen demnach eine gute Übereinstimmung zu den entsprechenden Referenzfilmen auf.



(a) Experimentelle Resonanzlinienlagen (schwarze Kreise) und theoretischer Verlauf der unifornen Mode (rote Linie) zur Bestimmung des g -Faktors und der effektiven Magnetisierung.



(b) Experimentellen Linienbreiten (schwarze Kreise) und theoretischer Verlauf unter Annahme einer Gilbertdämpfung (rote Linie) zur Bestimmung Dämpfungsparmeters.

Abbildung 4.4: Frequenzabhängige Messung entlang der leichten Richtung zur Probe 20nmPyUR. Bestimmung des g -Faktors, der effektiven Magnetisierung (a) und des Gilbert-Dämpfungsparmeters (b).

4.3.2 Frequenzabhängige FMR-Messungen in schwerer Richtung der Magnetisierung

Wird die Ferromagnetische Resonanz der strukturierten Probensysteme entlang der schweren Richtung ($\Psi = 0^\circ$) vermessen, wird der Einfluss der Strukturierung maximiert (Abschnitt 4.2). Es werden daher zur Bestimmung der magnetischen Parameter anhand dieser Messungen das Oszillator-Modell (Abschnitt 2.2.2.2), das GF-Modell (Abschnitt 2.2.2.1) und die mikromagnetischen Simulationen (Abschnitt 2.2.3) verwendet. Zur Auswertung werden zunächst gemäß Abschnitt 4.1 die Resonanzlinienlagen der Einzelspektren bestimmt. Anschliessend werden anhand des Oszillator-Modells die theoretischen Resonanzlinienlagen ω'_i berechnet und mit den experimentell ermittelten Resonanzlinienlagen verglichen. Dabei werden zur Berechnung, die effektive Magnetisierung M_{eff} , der g-Faktor g , die Streifenperiodizität a_0 , die Schichtdicke d und die Spinwellensteifigkeit D sowie die Kopplungsstärken $K_{i,j}$ (zwischen Magnonen mit Wellenvektoren $\vec{k} = i\vec{g}_0$ und $\vec{k}' = j\vec{g}_0$) benötigt. Ausgangspunkt der entsprechenden Parameter stellen dabei die aus der leichten Richtung bestimmten magnetischen Probenparameter M_{eff} und g dar (Abschnitte 4.3 und 4.3.1). Die weiteren Größen der Schichtdicke d und der Periodizität der Strukturierung a_0 werden den strukturellen Untersuchungen entnommen (Abschnitt 3.1.3). Es verbleiben so als freie Parameter zur Berechnung der Resonanzlinienlagen die Spinwellensteifigkeit D und die Kopplungskonstanten $K_{i,j}$. Die Spinwellensteifigkeit wird dabei zunächst als $D = 2.55 \cdot 10^5 \text{ G nm}^2$ angenommen und die Kopplungskonstanten auf null gesetzt. Dann werden die berechneten Resonanzlinienlagen den experimentellen Resonanzlinienlagen durch Variation der Spinwellensteifigkeit D angepasst. Ist eine grobe Anpassung gefunden, werden anschliessend die Kopplungskonstanten zur weiteren Anpassung variiert.

Eine solche Anpassung anhand des Oszillator-Modells zur Probe *20nmPyUR* ist in Abbildung 4.5 dargestellt, wobei farbige Punkte die experimentellen Resonanzlinienlagen und farbige Linien den berechneten Resonanzverläufen anhand des Oszillator-Modells entsprechen. In diesem Fall wurden zur Anpassung 3 gekoppelte Oszillatoren, die Spinwellen der Wellenvektoren $\vec{k} = 0, \vec{g}_0, 2\vec{g}_0$ repräsentieren, angenommen. Zu dieser Probe wird für eine Spinwellensteifigkeit von $D = 2.056 \text{ G nm}^2$ und die Kopplungskonstanten $K_{0,1} = 200 \text{ MHz}$, $K_{0,2} = 100 \text{ MHz}$ und $K_{1,2} = 50 \text{ MHz}$ eine gute Übereinstimmung gefunden. Ein experimentell detektierter Resonanzast (grüne Punkte) wird in diesem Modell jedoch nicht repräsentiert und scheint keiner Spinwelle der Bedingung $\vec{k} = n \cdot \vec{g}_0$ zu entsprechen. Dieser Resonanzast und die Resonanzlinienlagen werden im Zusammenhang mit den Anpassungen des Oszillator-Modells und den Kopplungskonstanten in Abschnitt 5.1.1 diskutiert. An dieser Stelle steht die Vorgehensweise zur Anpassung der unterschiedlichen Modelle an die Resonanzlinienlagen im Vordergrund.

Die aus der Anpassung des Oszillator-Modells ermittelten Probenparameter werden nun als Ausgangspunkt für die Berechnungen gemäß des GF-Modells (Abschnitt 2.2.2.1) genutzt. Die zur Berechnung anhand dieses Modells zusätzlich benötigte Streifenbreite w und Streifenhöhe h werden den strukturellen Untersuchungen (Abschnitt 3.1.3) und der Dämpfungsparameter α_G den frequenzabhängigen Messungen in leichter Richtung entnommen (Abschnitte 4.3 und 4.3.1). Anschliessend wird die Antwortfunktion S_{xx} (Gleichung 2.48) für den vermessenen Frequenz- und Feldbereich berechnet und Einzelspektren bei konstantem externen Magnetfeld betrachtet. Diese werden gemäß Abschnitt 4.1 analog zu den Messdaten unter Anpassung von Lorentzprofilen ausgewertet. Die so ermittelten theoretischen Resonanzlinienlagen werden anschliessend mit den experimentellen Resonanzli-

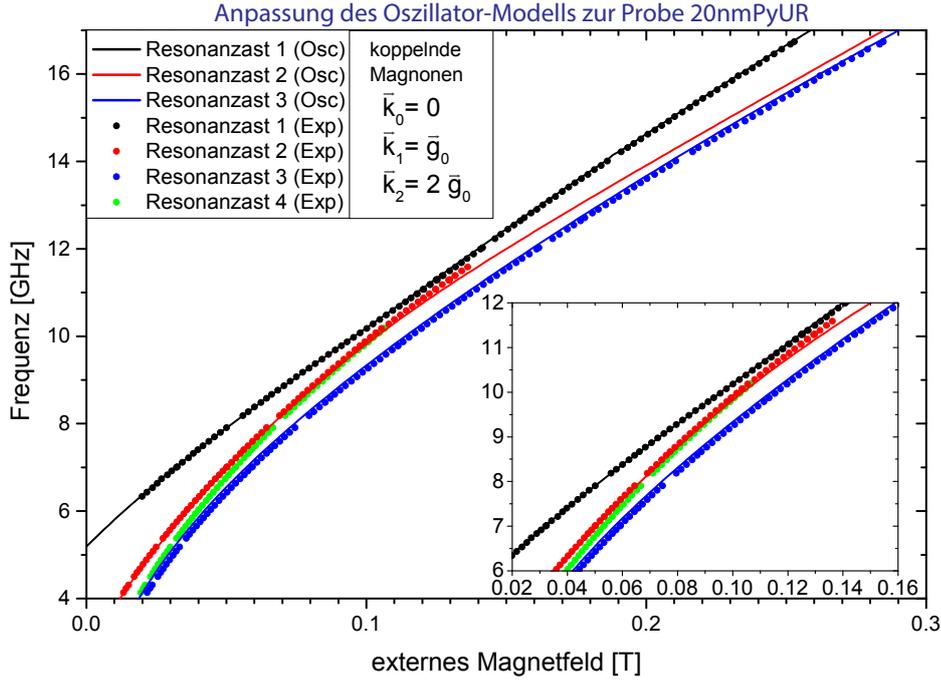


Abbildung 4.5: Anpassung der experimentell bestimmten Resonanzlinienlagen (Punkte) anhand des Oszillator-Modells (Linien). Der Verlauf der Resonanzäste wird qualitativ gut wiedergegeben, wenn die Spinwellensteifigkeit D und die Kopplungskonstanten $K_{i,j}$ angepasst werden. Die koppelnden Magnonen sind in der Abbildung zusätzlich angegeben. Der Inset zeigt einen Teilbereich vergrößert. Die Achsenbeschriftungen sind identisch zu denen des Hauptdiagrammes. Die Fehlerbalken liegen innerhalb der Punktgröße.

nienlagen verglichen und über Variation der Parameter eine Optimierung der Anpassung angestrebt.

Bei der Variation stehen dabei die Spinwellensteifigkeit D und die Streifenhöhe, die in den Modellen als effektive Streifenhöhe h_{eff} bezeichnet wird, im Vordergrund. Die verbleibenden Parameter scheinen dabei weitestgehend anhand der zuvorigen Messungen festgelegt. Es stellt sich heraus, dass zur Anpassung des GF-Modells an die Resonanzlinienlagen nur die effektive Streifenhöhe variiert werden muss. Der entsprechende Vergleich der experimentellen Resonanzlinienlagen mit denen gemäß des GF-Modells wird in Abschnitt 5.1.3 genauer im Zusammenhang mit der Interpretation dieser Messungen betrachtet.

Abschliessend wird der auf diese Weise gewonnene Parametersatz für die mikromagnetischen Simulationen (Abschnitt 2.2.3) der Probensysteme verwendet und dazu die Spinwellensteifigkeit D in die Austauschkonstante A gemäß des Zusammenhanges $D = 2A/M_s$ umgerechnet. Die Probendimensionen der strukturellen Untersuchungen werden in den Simulationen auf ganzzahlige Vielfache der Zeldimensionen gerundet, um die Systeme in Zellen diskretisieren zu können. Anschliessend werden die Simulationsergebnisse mit den experimentellen Linienlagen verglichen und gegebenenfalls die simulierte Streifenhöhe h_{eff} angepasst. Der entsprechende Vergleich mit den experimentellen Resonanzlinienlagen mit den mikromagnetischen Simulationen wird in Abschnitt 5.1.2.1 diskutiert. Der resultierende Parametersatz ist in Abschnitt 4.4 mit den Ergebnissen der strukturellen Untersuchungen zusammengefasst.

4.3.3 Winkelabhängige FMR-Messungen

Betrachtet man die winkelabhängigen Messungen der Ferromagnetischen Resonanz werden erneut gemäß Abschnitt 4.1 die zu einem Feldwinkel gehörigen Einzelspektren ausgewertet und so die entsprechenden Absorptionslinienlagen und deren Breiten bestimmt. Allerdings ist der entsprechende Satz der magnetischen Probenparameter bereits anhand der frequenzabhängigen Messungen an den Referenzfilmen sowie der leichten und der schweren Richtung der strukturierten Proben festgelegt. Eine weitere Variation dieses Parametersatzes führt dann zu einer schlechteren Übereinstimmung der Resonanzlinienlagen für die frequenzabhängigen Messungen. Da ein systematischer Fehler in der theoretischen Beschreibung der Resonanzlinienlagen der winkelabhängigen FMR-Messungen vermutet wird, scheint es nicht sinnvoll diese Messungen zur weiteren Bestimmung der magnetischen Parameter zu verwenden. Die winkelabhängigen Messungen werden daher im Zusammenhang mit den theoretischen Modellen und deren Abweichungen zum Resonanzlinienverlauf in Abschnitt 5.2 ausführlicher diskutiert.

4.4 Abschliessende Betrachtung der Probenparameter der strukturierten Ni₈₀Fe₂₀-Filme

Anhand der strukturellen Untersuchungen und frequenzabhängigen FMR-Messungen an den strukturierten Proben und deren unstrukturierter Referenzfilmen wurden die Probenparameter wie in den vorangegangenen Abschnitten beschrieben bestimmt. Die Schichtdicke, Streifenperiodizität sowie Streifenbreite wurden den strukturellen Untersuchungen entnommen (Abschnitt 3.1) und musste zur Anpassung der Modelle nicht weiter variiert werden¹. Letztendlich konnten auf diese Weise die Probenparameter aus Tabelle 4.3 ermittelt werden. Diese Probenparameter können dabei zur Anpassung der verschiedenen theoretischen Modelle (OOMMF, GF-Modell, Oszillator-Modell) an die experimentelle Resonanzlinienlage unverändert zwischen den Modellen belassen werden und deutet auf eine gute Vereinbarkeit der Modelle zu deren Bestimmung hin.

	20nmPyOL	20nmPyUR	KIBM 5-1-1	Literatur	Einheit
g	$2.13 \pm 10\%$	$2.13 \pm 10\%$	$2.10 \pm 20\%$	$2.07 - 2.14^{c,j,l,m}$	-
M_{eff}	$773 \pm 10\%$	$789 \pm 10\%$	$795 \pm 20\%$	$754 - 921^{a,c,f}$	[kA/m]
α_G	$7.55 \pm 15\%$	$6.34 \pm 15\%$	$6.5 \pm 15\%$	$5.6 - 16^{a,b}$	$\cdot 10^{-3}$
d	$19.81 \pm 5\%$	$19.978 \pm 5\%$	$30 \pm 7\%$	-	[nm]
a_0	$250 \pm 15\%$	$308 \pm 15\%$	$291 \pm 5\%$	-	[nm]
w	$148 \pm 25\%$	$101.5 \pm 20\%$	$120 \pm 15\%$	-	[nm]
D	$312 \pm 10\%$	$252 \pm 20\%$	$262 \pm 15\%$	$280 - 400^{c,d,h}$	[meVÅ ²]
A	$9.86 \pm 20\%$	$8.13 \pm 20\%$	$8.55 \pm 15\%$	$6.6 - 13^{c,e,f,g,i}$	[10 ⁻¹² J/m]
ΔH_i	< 1	< 1	< 1	-	[mT]

a: [65], b: [13], c: [66], d: [67], e: [68], f: [16], g: [69], h: [70], i: [71], j: [22], k: [72]
l: [73], m: [74]

Tabelle 4.3: Ermittelte Parameter zu den Proben 20nmPyOL, 20nmPyUR, sowie KIBM 5-1-1 anhand der strukturellen Untersuchungen und frequenzabhängigen FMR-Messungen.

Betrachtet man die entsprechenden Literaturwerte zu dünnen Ni₈₀Fe₂₀-Filmen, so ist dort eine große Streuung zu finden. Dies ist vermutlich auf die meist nicht hinreichend genau bekannte Komposition beziehungsweise das stöchiometrische Verhältnis von Ni_{1-x}Fe_x zurückzuführen. Dabei gibt beispielsweise [65] eine Abschätzung der Variation der Magnetisierung mit dem Fe:Ni Verhältnis r zu $M = 831.9 + (r - 0.8)(485 - 1707)$ kA/m an, während gemäß den Angaben von [67] die Spinwellensteifigkeit mit zunehmenden Fe:Ni Verhältnis abfällt. Die Schichtdicke hat dabei ebenfalls Einfluss auf die magnetischen Probenparameter wie den g-Faktor und die Magnetisierung als auch die Dämpfungsparameter der Proben und wird beispielsweise in [74] diskutiert. Die hier ermittelten Werte der effektiven Magnetisierung M_{eff} , des g-Faktors g und des Dämpfungsparameters α_G liegen innerhalb der Varianz der Literaturwerte. Die weiteren Größen wie beispielsweise die Spinwellensteifigkeit D und die damit verbundene Austauschkonstante $A = M_S D/2$ weisen ähnliche Schwankungen auf. Diese sind vermutlich zusätzlich durch die in der Literatur

¹In den mikromagnetischen Simulationen wurden die strukturellen Größen auf ganzzahlige Vielfache der Zellendimensionen gerundet

verwendeten unterschiedlichen Messmethoden und Annahmen größerer Streuung unterworfen und erschweren deren genaue Einordnung. Neben den zuvor genannten Gründen, könnte sich hier ebenfalls die Anisotropie der Austauschkonstante bzw. Spinwellensteifigkeit bemerkbar machen, die in der Literatur meist senkrecht zur Schichtdicke und nicht wie in dieser Arbeit in der Filmebene ermittelt wird. Es kann jedoch festgehalten werden, dass die hier ermittelten Spinwellensteifigkeiten an der unteren Grenze oder unterhalb der gefundenen Literaturwerte liegen. Statistisch scheint eine systematische Fehlbestimmung der Spinwellensteifigkeit nach Ansicht des Autors noch nicht gesichert, sodass dieser mögliche Zusammenhang erst durch weitere Vergleichsmessungen an vergleichbaren Systemen überprüft werden sollte. Zusammengefasst scheinen die anhand der theoretischen Modelle bestimmten magnetischen Parameter insgesamt als plausibel und liegen innerhalb der in der Literatur gefundenen Varianz.

Wie zuvor erwähnt konnten diese Probenparameter zur theoretischen Beschreibung zwischen den unterschiedlichen Modellen unverändert belassen werden. Eine Ausnahme stellt allerdings die effektive Streifenhöhe h_{eff} , die als ein Maß der Kopplungsstärke im GF-Modell und den mikromagnetischen Simulationen angesehen werden kann, dar. Die Kopplungskonstanten anhand des Oszillator-Modells und die effektiven Streifenhöhen sind abschliessend zusammen mit der experimentellen bestimmten Streifenhöhe in Tabelle 4.4 eingetragen, um an dieser Stelle bereits eine vollständige Auflistung der bestimmten Parameter zu den Proben zu liefern. Die Bezeichnung der Kopplungskonstanten ist gemäß Abschnitt 2.2.2.2 gewählt, sodass $K_{i,j}$ der Kopplungskonstanten zwischen Magnonen der Wellenvektoren $\vec{k} = i \vec{g}_0$ und $\vec{k}' = j \vec{g}_0$ entspricht. Diese werden in Abschnitt 5.1.1.1 diskutiert. Die strukturelle Streifenhöhe und die effektive Streifenhöhe werden in Abschnitt 5.3 betrachtet.

Probe	20nmPyOL	20nmPyUR	KIBM 5-1-1
strukturelle Untersuchung			
h [nm]	$1.4 \pm 70\%$	$5.3 \pm 10\%$	$4 \pm 50\%$
störungstheoretischer Ansatz (GF-Modell)			
h_{eff} [nm]	$1 \pm 10\%$	$3 \pm 25\%$	$6 \pm 25\%$
Mikromagnetische Simulation (OOMMF)			
h_{eff} [nm]	$1 \pm 70\%$	$1 \pm 25\%$	$3 \pm 25\%$
Kopplungskonstanten anhand des Oszillator-Modells			
$K_{0,1}$ [MHz]	$67 \pm 15\%$	$200 \pm 60\%$	$550 \pm 80\%$
$K_{0,2}$ [MHz]	-	$100 \pm 60\%$	$150 \pm 80\%$
$K_{0,3}$ [MHz]	-	-	$200 \pm 80\%$
$K_{1,2}$ [MHz]	-	$50 \pm 60\%$	$100 \pm 80\%$
$K_{1,3}$ [MHz]	-	-	$100 \pm 80\%$
$K_{2,3}$ [MHz]	-	-	$450 \pm 80\%$

Tabelle 4.4: Zusammenfassung der ermittelten effektiven Streifenhöhen h_{eff} anhand der mikromagnetischen Simulation und des GF-Modells (Abschnitt 5.1.2.1 und 5.1.3) sowie der Streifenhöhe h aus den strukturellen Untersuchungen (Abschnitt 3.1). Zusätzlich sind die Kopplungsstärken anhand des Oszillator-Modells aufgeführt (Abschnitt 5.1.1.1).

5 Diskussion

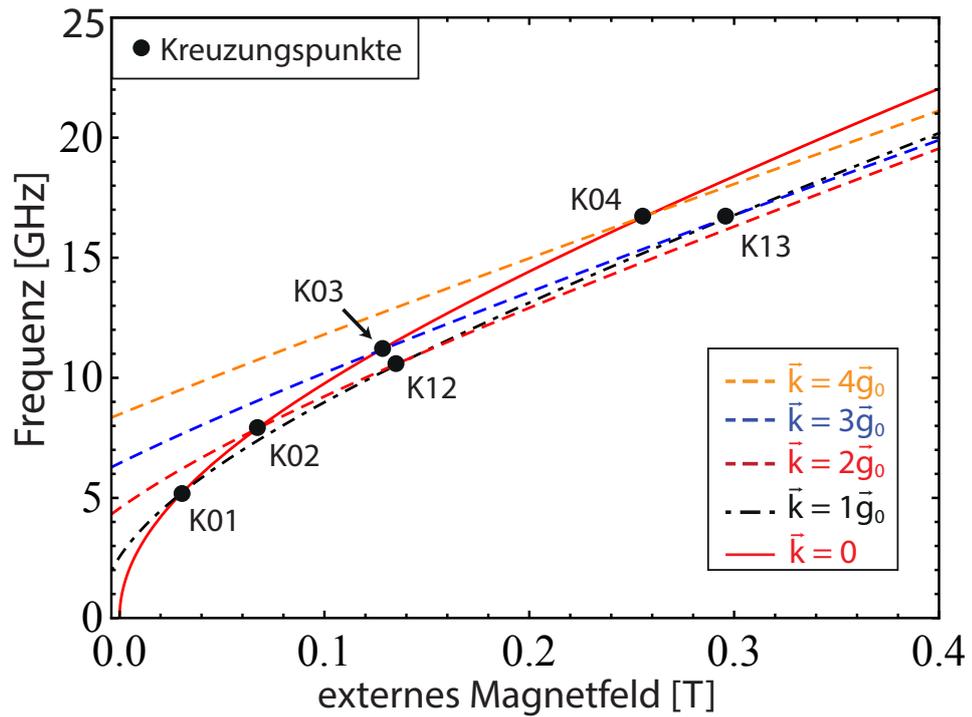
In diesem Kapitel werden die FMR-Messungen an den strukturierten $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Filmen im Zusammenhang mit den theoretischen Modellen ausführlicher betrachtet. Dazu werden die Resonanzlinienverläufe und deren FMR-Signalintensitäten im Zusammenhang mit der Bildung neuer Eigenmoden und deren Dispersionsrelation und Eigenschaften diskutiert. In Abschnitt 5.1 werden hierzu die frequenzabhängigen FMR-Messungen in schwerer Richtung betrachtet und in Abschnitt 5.1.4 die Ergebnisse anhand der frequenzabhängigen FMR-Messungen zusammengefasst. Abschnitt 5.2 widmet sich anschliessend den winkelabhängigen FMR-Messungen. Abschliessend werden in Abschnitt 5.3 systematische Unterschiede zwischen den Modellen und den experimentellen Daten diskutiert.

5.1 Frequenzabhängige FMR-Messungen in schwerer Richtung der Magnetisierung

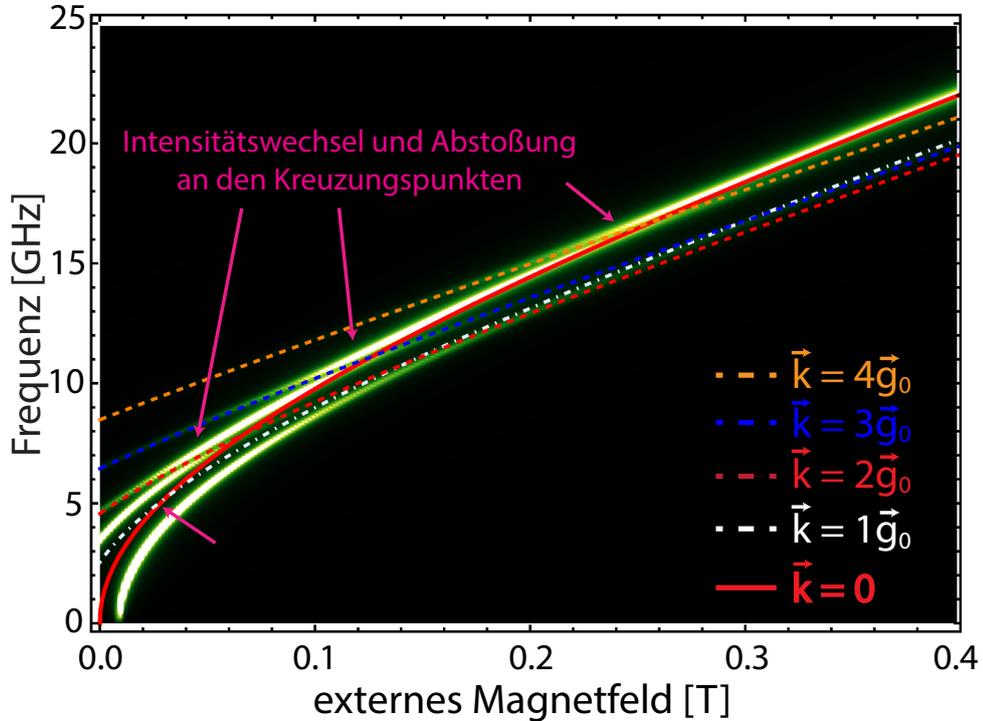
In den winkel- und frequenzabhängigen FMR-Messungen entlang schwerer Richtung der strukturierten $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Filme werden im Gegensatz zu unstrukturierten magnetischen Filmen mehrere Absorptionslinien in den Einzelspektren detektiert. Es lassen sich einzelne getrennte Resonanzäste, die sich gegenseitig „abstoßen“ und ein Intensitätswechsel zwischen diesen beobachten. Diese Beobachtungen können vermutlich auf einen dispersiven Anteil der Magnon-Magnon-Kopplung zurückgeführt werden. Um den Einfluss der Kopplung genauer zu erläutern, werden an dieser Stelle die frequenzabhängigen FMR-Messungen in schwerer Richtung betrachtet und eine mögliche Interpretation der Beobachtungen vorgestellt.

Gemäß Abschnitt 2.2.2.1 ist die, durch die Strukturierung bedingte, Magnon-Magnon-Kopplung maßgeblich durch die Fourier-Komponenten des Entmagnetisierungsfeldes H_k^{dem} bestimmt und aufgrund der Periodizität nur bei ganzzahligen Vielfachen der reziproken Streifenperiodizität $n\vec{g}_0$ stark ausgeprägt. Daher wird sowohl im GF-Modell als auch im Oszillator-Modell eine Kopplung zwischen Magnonen mit $\vec{k} = n\vec{g}_0$ durch das Entmagnetisierungsfeld angenommen, wobei im Oszillator-Modell hierzu Kopplungskonstanten zwischen den entsprechenden Magnonen gewählt werden (Abschnitte 2.2.2.2 und 2.2.2.1). Diese weisen einen Spinwellenwinkel $\varphi_k = 0$ auf, da die Magnetisierung entlang der schweren Richtung orientiert ist ($\Psi = 0^\circ$).

Zur einführenden Erläuterung wird die ungestörte Dispersionsrelation dieser, durch die Strukturierung gekoppelter, Magnonen betrachtet. Ein Beispiel für eine solche Dispersionsrelation (siehe auch (Abschnitt 2.1.4.2)) ist in Abbildung 5.1 (a) gezeigt und weist mehrere Punkte auf, an denen Magnonen mit ganzzahligem Vielfachen des reziproken Periodizitätsvektors $\vec{k} = n\vec{g}_0$ bei gewissen externen Magnetfeldern mit der uniformen Mode ($\vec{k} = 0$) entartet sind (Entartungspunkte). Diese Punkte werden als (ungestörte) Kreuzungspunkte K_{ij} bezeichnet, wobei sich dort ungekoppelte Spinwellen der Wellenvektoren $\vec{k} = i\vec{g}_0$ sowie $\vec{k}' = j\vec{g}_0$ energetisch kreuzen. Wird nun eine Kopplung zwischen den Magnonen



(a) Ungestörte Dispersion für die durch das Entmagnetisierungsfeld gekoppelten Magnonen mit einem Spinwellenwinkel $\varphi_k = 0$. Die Kreuzungspunkte sind anhand schwarzer Punkte markiert. Die uniforme Mode durchläuft mit zunehmendem Magnetfeld ungestörte Kreuzungspunkte $K0j$ mit Spinwellen höherer Wellenvektoren k .



(b) Anhand des GF-Modells berechnete FMR-Signalamplitude (grün: große Amplitude, schwarz: kleine Amplitude). Es ist eine Aufspaltung des Signals in mehrere Äste und ein Intensitätswechsel um die ursprünglichen Kreuzungspunkte (a) zu erkennen.

Abbildung 5.1: Ungestörte Dispersion der koppelnden Magnonen (a) und ihr Einfluss auf das berechnete FMR-Signal der uniformen Mode ($\vec{k} = 0$) an den Kreuzungspunkten (b).

berücksichtigt, wird die Entartung an den Kreuzungspunkten jedoch aufgehoben und die Dispersionsrelation, sowie das detektierte FMR-Signal, entscheidend verändert.

Abbildung 5.1 (b) zeigt hierzu das nach dem GF-Modell berechnete FMR-Signal im Vergleich mit den ungestörten Eigenfrequenzen (farbige Linien) der gekoppelten Magnonen farbkodiert, wobei grün eine große Signalamplitude und schwarz eine kleine Signalamplitude darstellt. Es sind die wesentlichen Charakteristiken der Bildung mehrerer Resonanzäste und deren Abstoßung, sowie ein Intensitätswechsel zwischen diesen, um die ursprünglichen Kreuzungspunkte K_{ij} , zu erkennen. Um einen qualitativen Einblick in solche Intensitätswechsel und die Abstoßung der unterschiedlichen Äste anhand einer Messung zu ermöglichen, ist ein Teilbereich der Frequenzabhängigkeit zur Probe *KIBM 5-1-1* als Graustufenplot in Abbildung 5.2 gezeigt. Die Einzelspektren wurden auf Signalamplituden zwischen -1 und 1 normiert und die zur Probe berechneten ungestörten Dispersionen der entsprechenden Spinwellen $\vec{k} = n \vec{g}_0$ als farbige Linien aufgetragen. Dabei ist messaufbaubedingt eine Frequenzlücke bei 8.2 GHz vorhanden und hängt mit der Transmission des eingesetzten Kurzschlusses in Verbindung mit dieser Probe zusammen. Die Punkte, an denen ein Intensitätswechsel und eine Abstoßung zu beobachten sind, wurden mit roten Pfeilen markiert und scheinen ebenfalls einen Zusammenhang zu den ursprünglichen Kreuzungspunkten aufzuweisen. Die weiteren Graustufenplots der frequenzabhängigen Messungen der FMR in schwerer Richtung sind im Anhang dieser Arbeit in Abschnitt A.8.1 zusammengestellt.

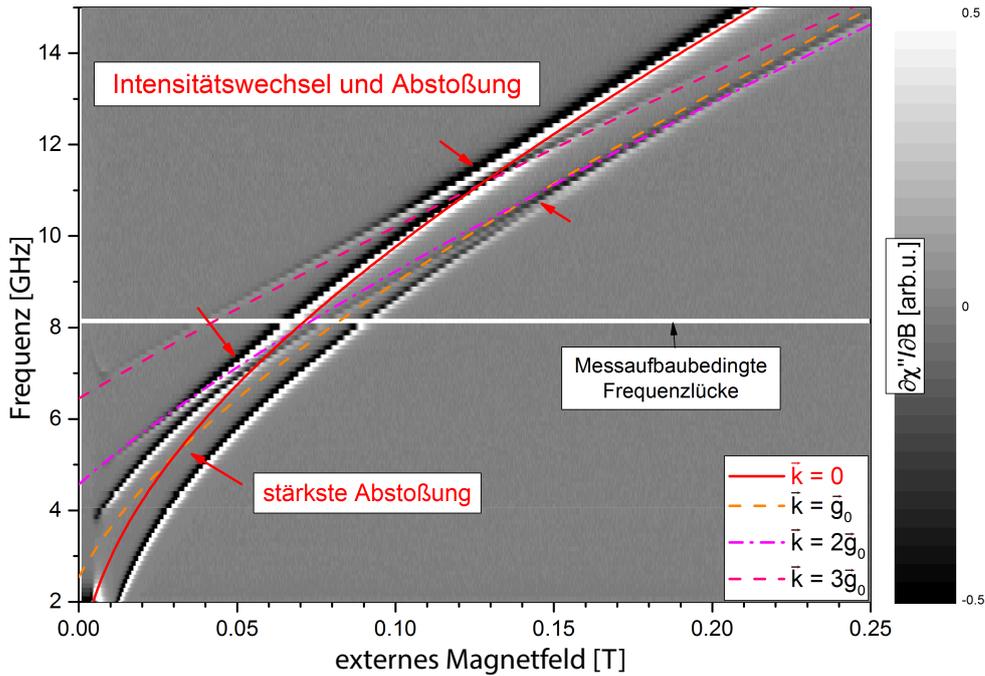


Abbildung 5.2: Teilbereich der frequenzabhängigen Messung zur Probe *KIBM 5-1-1* als Graustufenplot. Es ist die Abstoßung einzelner Resonanzäste und ein entsprechender Intensitätswechsel an den durch rote Pfeile markierten Stellen zu beobachten. Die Frequenzlücke bei 8.2 GHz ist durch den Aufbau bedingt.

Die folgenden Abschnitte 5.1.1 bis 5.1.3 widmen sich nun der Interpretation des Intensitätswechsel und der Abstoßung der detektierten Resonanzäste anhand der unterschiedlichen verwendeten Modelle.

5.1.1 Interpretation anhand des Oszillator-Modell

Die folgenden beiden Abschnitten beschäftigen sich mit der Interpretation der experimentellen Messdaten anhand des Oszillator-Modells (Abschnitt 2.2.2.2). Zunächst werden in Abschnitt 5.1.1.1 die experimentellen Resonanzlinienlagen im Zusammenhang mit der Modenabstoßung und der Kopplungsstärke im Oszillator-Modell diskutiert und anschliessend in Abschnitt 5.1.1.2 näher auf die beobachteten Intensitätswechsel im Experiment und die Modenmischung anhand dieses Modells eingegangen.

5.1.1.1 Modenabstoßung und Kopplungsstärke

Das grundsätzliche Verhalten zweier miteinander gekoppelter Oszillatoren an einem vermiedenen Kreuzungspunkt wurde in Abschnitt 2.2.2.2 diskutiert und stellt die Grundlage der weiteren Erläuterungen dar. Die Magnonen werden im Oszillator-Modell aufgrund ihres bosonischen Charakters als Oszillatoranregungen repräsentiert und für deren Energieabhängigkeit die Dispersionsrelation $\omega(\vec{k})$ gemäß Abschnitt 2.1.4.2 verwendet. Die Energieverschiebung und Bildung getrennter Eigenmoden der Oszillatoren überträgt sich dann auf die so dargestellten Magnonen. Diese Energieverschiebung (Abstoßung) ist schematisch, zusammen mit der Änderung der Anregungsart entlang der beiden Äste, um einen vermiedenen Kreuzungspunkt in Abbildung 5.3 für die uniforme Mode und einer zu dieser gekoppelten Spinwelle gezeigt.

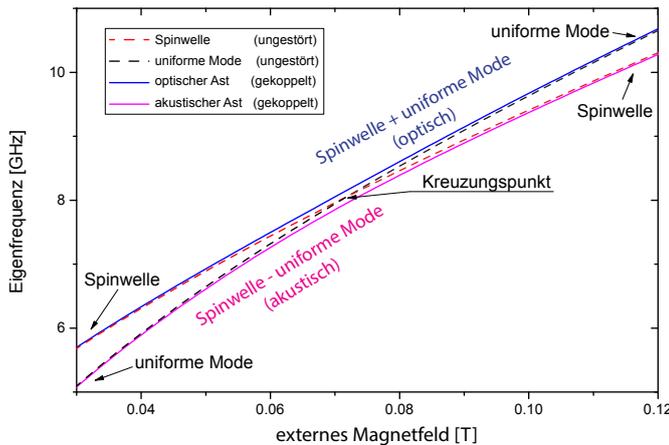


Abbildung 5.3: Abstoßung und Anregungswechsel zweier gekoppelter Magnonen im Oszillator-Modell. Die Eigenfrequenzen der Oszillatoren wurden anhand der Dispersionsrelation für die uniforme Mode ($\vec{k} = 0$) und einer zu ihre kreuzenden Spinwelle ($\vec{k} = \vec{g}_0$) gesetzt und eine Kopplung berücksichtigt. Es bildet sich ein optischer (gegenphasige Überlagerung) und ein akustischer (gleichphasige Überlagerung) Ast aus, die sich am Kreuzungspunkt abstoßen.

Im Oszillator-Modell ist die Energie der Moden von der Phasenlage der Magnonen zueinander und der Kopplungsstärke abhängig und resultiert in der energetischen Aufspaltung am vermiedenen Kreuzungspunkt in den optischen und akustischen Ast. Die Änderung der Anregungsart entlang dieser Äste wird in Abschnitt 5.1.1.2 im Zusammenhang mit dem Intensitätswechsel und der Modenmischung aufgegriffen und hier zunächst näher auf die veränderte Lage der Eigenfrequenzen eingegangen. Dabei nähern sich die Eigenfrequenzen (durchgezogene Linien) mit zunehmender energetischer Entfernung zum Kreuzungspunkt den ungestörten Eigenfrequenzen (gestrichelte Linien) an und weisen am Kreuzungspunkt selbst die größte energetische Differenz zum ungestörten Verlauf auf. Aufgrund der unterschiedlichen Dispersionsrelation der uniformen Mode und der dazu gekoppelten Spinwelle hängt deren energetische Differenz vom externen Magnetfeld ab und entspricht einer Frequenzverstimmung der Oszillatoren. Wird dieses Modell auf die entsprechende Anzahl der

koppelnden Magnonen erweitert und mit den experimentell bestimmten Resonanzlinienlagen verglichen, so zeigt sich, dass die Abstoßung der Anregungsäste (Modenabstoßung) gut anhand dieses Modells wiedergegeben werden kann. In den Abbildungen 5.4 - 5.6 sind die entsprechenden Resonanzlinienlagen des Oszillator-Modells (farbige Linien) für die untersuchten Probensysteme zusammen mit den experimentell ermittelten Resonanzlinienlagen (farbige Punkte) dargestellt. Zur besseren Orientierung werden die ungestörten Kreuzungspunkte der uniformen Mode $K0j$ in den entsprechenden Abbildungen und die koppelnden Magnonen angegeben. Der Inset zeigt jeweils einen vergrößerten Bereich, wobei dieser für die Probe 20nmPyOL einer zusätzlichen höher-aufgelösten FMR-Messung entspricht. Die Achsenbeschriftung der Insets ist in dieser Arbeit stets zu denen der Hauptdiagramme identisch und wird zur besseren Sichtbarkeit weggelassen. Die Fehlerbalken liegen innerhalb der Punktgrößen.

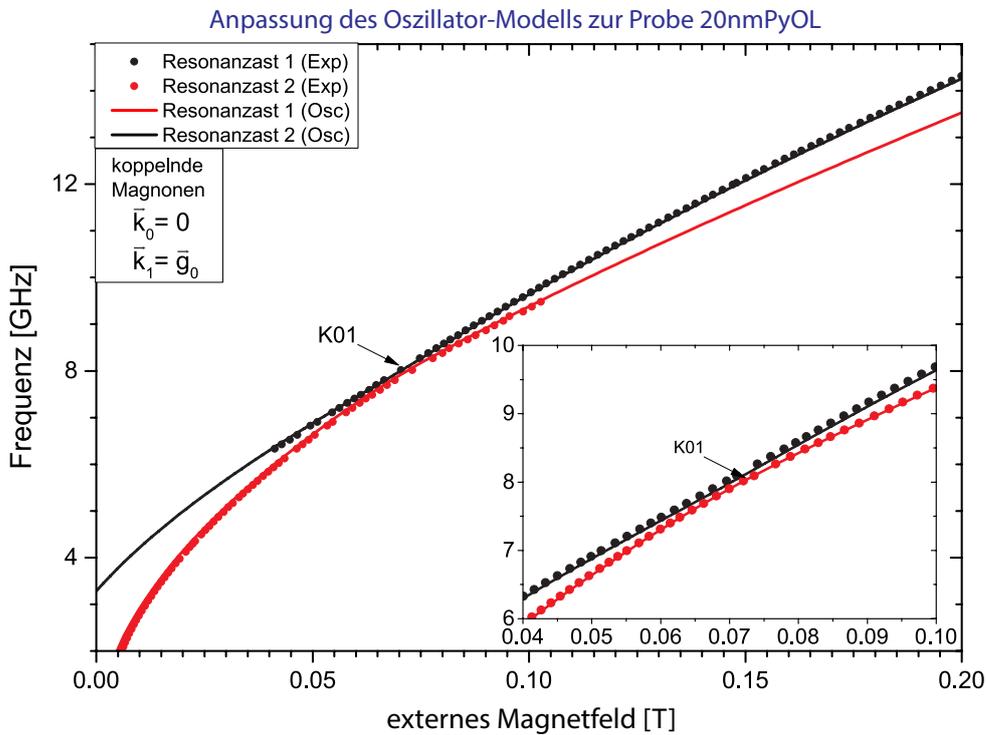


Abbildung 5.4: Anpassung der Resonanzlinienlage der untersuchten Proben (Punkte) anhand des Oszillator-Modells (Linien). Die Fehlerbalken liegen innerhalb der Punktgröße. Die noch verbleibenden Abweichungen sind vermutlich auf die noch nicht hinreichend genau bekannte ungestörte Energieabhängigkeit der Magnonen zurückzuführen. Die koppelnden Magnonen und ihre ungestörten Kreuzungspunkte $K0j$ sind in den Abbildung angeführt. Hier dargestellt zur Probe 20nmPyOL .

Die Abweichungen zwischen diesem Modell und den experimentellen Linienlagen betragen für die Proben 20nmPyOL und 20nmPyUR maximal 8 mT. Als Besonderheit wird an der Probe 20nmPyUR ein zusätzlicher Resonanzast (grüne Punkte) experimentell detektiert der von keinem der Modelle theoretisch vorhergesagt wird. Es wird dabei vermutet, dass dieser Ast einem ungestörten Bereich des magnetischen Filmes zuzuordnen ist. Die gemessenen Spektren wären dann als Summensignal eines gestörten und eines signal-schwächeren magnetisch ungestörten Filmbereiches zu betrachten. Diese Annahme scheint

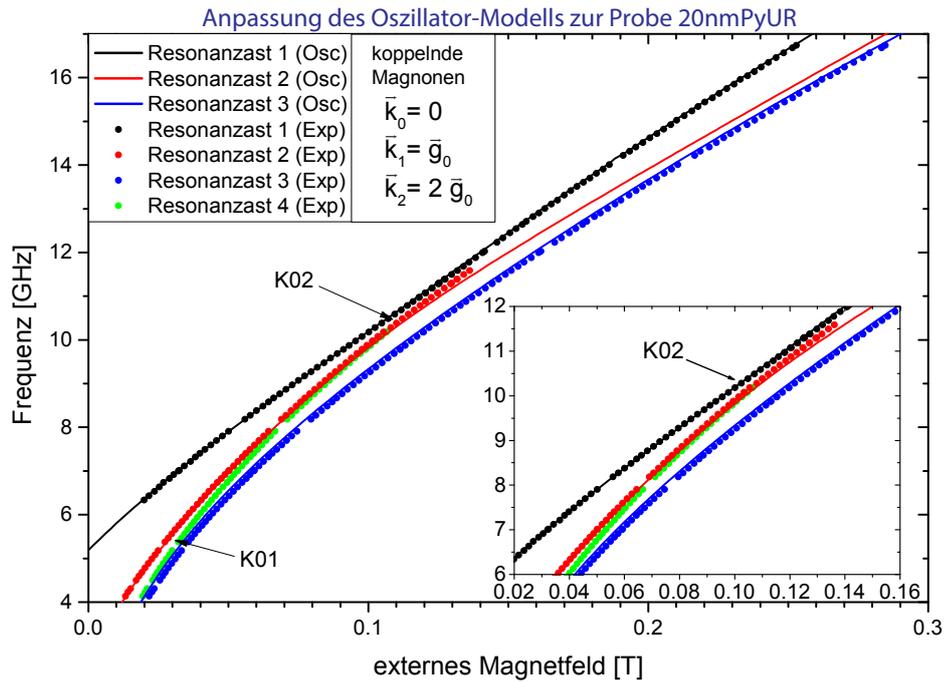


Abbildung 5.5: Anpassungen zur Probe 20nmPyUR. Siehe hierzu Bildunterschrift aus Abbildung 5.4

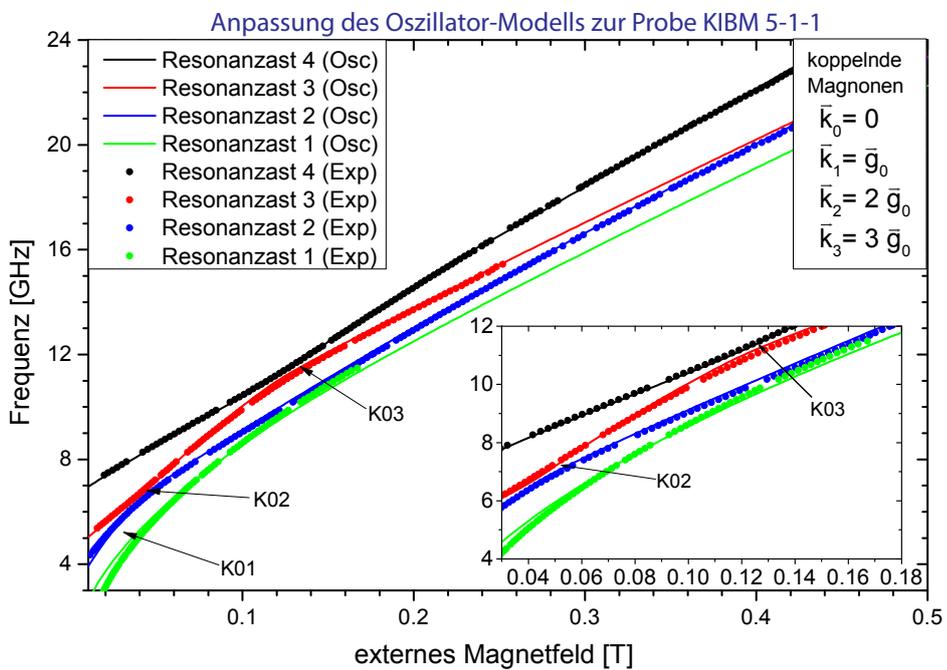


Abbildung 5.6: Anpassungen zur Probe KIBM 5-1-1. Siehe hierzu Bildunterschrift aus Abbildung 5.4

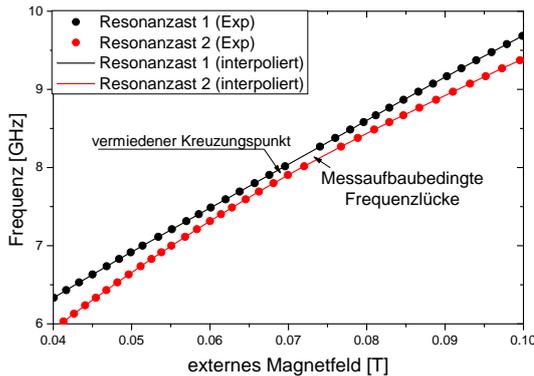
durch den Resonanzverlauf (grün) bestärkt. Dieser entspricht dem Verlauf der ungestörten uniformen Resonanz eines homogenen Filmes und trotz der energetischen Nähe dieses Resonanzastes zu den verbleibenden Resonanzästen scheint keine Abstoßung beobachtbar, sodass hier keine Kopplung dieser Mode vermutet wird. Diese Mode steht darüber hinaus in einem Intensitätsverhältnis von $\approx 1 : 15$ zu den verbleibenden Resonanzästen, was ebenfalls die Annahme eines lokal veränderten Filmbereichs plausibel macht, da beispielsweise für eine sogenannte „Randresonanz“, als alternative Erklärung, ein größeres Intensitätsverhältnis erwartet werden kann. Ein entsprechender Resonanzast wird zudem nicht an den weiteren Proben detektiert. Zur Überprüfung dieser Annahme können gleichartige weitere Probensysteme auf die Existenz dieses Resonanzastes hin geprüft werden, um diesen statistisch zu sichern und anschliessend die Abhängigkeit dieses Resonanzastes von der Probenhomogenität und der genauen Form der Streifenkanten zu untersuchen.

Probe *KIBM 5-1-1* weist größere Abweichungen im niedrigen Frequenzbereich < 6 GHz von bis zu 12 mT für zwei der vier beobachteten Resonanzäste (Resonanzast 1 und 2, grün und blau) auf, zeigt bei höheren Frequenzen aber wieder eine deutlich bessere Übereinstimmung. Die verbleibenden Abweichungen der Eigenfrequenzen des Oszillator-Modells zu den experimentellen Resonanzlinienlagen sind wahrscheinlich auf eine noch nicht hinreichend genau ermittelte Energieabhängigkeit der Magnonen weit entfernt von den Kreuzungspunkten zurückzuführen. Diese wird für die Modellierung der Oszillatorenergie in Form der ungestörten Dispersionsrelation $\omega(k)$ benötigt und hierzu beispielsweise die Spinwellensteifigkeit D verwendet.

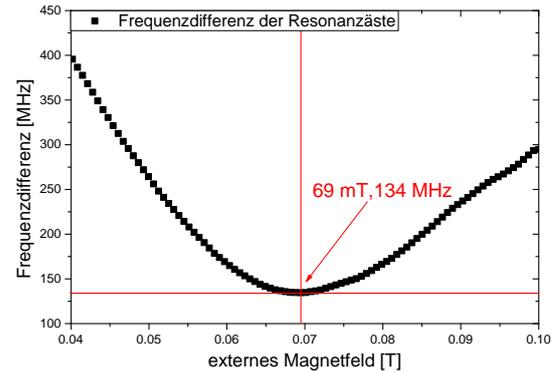
Es wird aufgrund dieser Übereinstimmung der experimentellen Resonanzlinienlagen mit den Berechnungen des Oszillator-Modells vermutet, dass die Modenabstoßung durch eine Magnon-Magnon-Kopplung im Rahmen dieses Modells beschrieben werden kann. Das grundsätzliche Verhalten der Abstoßung getrennter Resonanzäste an den vermiedenen Kreuzungspunkten (Punkte minimaler Energiedifferenz der Äste) scheint erhalten, jedoch nimmt die Anzahl der vermiedenen Kreuzungspunkte und deren gegenseitige Beeinflussung mit steigender Kopplungsstärke zu. An energetisch benachbarten ungestörten Kreuzungspunkten kommen sich dabei mehrere Magnonen energetisch hinreichend Nahe, sodass diese gleichzeitig nicht vernachlässigbar untereinander koppeln und spalten in mehrere Eigenmoden komplizierterer Mischformen auf. Solche komplexeren Kreuzungspunkte werden der Vollständigkeit halber kurz in Abschnitt 5.1.1.2 diskutiert, um einen qualitativen Einblick in die Unterschiede an den stärker gekoppelten Systemen zu ermöglichen.

Kopplungsstärke Im Folgenden wird die Kopplungsstärke zwischen den Magnonen und deren Bestimmung anhand des Oszillator-Modells diskutiert. Dies wird hier zunächst für einen „einfachen Kreuzungspunkt“ erläutert. Mit einem einfachen Kreuzungspunkt ist im Rahmen dieser Arbeit ein vermiedener Kreuzungspunkt gemeint, an dem nur zwei Magnonen nicht vernachlässigbar miteinander wechselwirken. Dies entspricht einem Kreuzungspunkt der vorherigen Abbildung 5.3. Die weiteren Magnonen des Systems sind dabei entweder zur uniformen Mode ungekoppelt, oder deren Energie zu weit von der Anregungsenergie der uniformen Mode entfernt, um mit dieser merklich zu wechselwirken. Ein solcher einfacher Kreuzungspunkt der uniformen Mode und einer Spinwelle mit Wellenvektor $\vec{k} = \vec{g}_0$ liegt dem Oszillator-Modell zufolge bei der frequenzabhängigen Messungen an der am schwächsten gestörten Probe *20nmPyOL* um den Punkt K01 vor (Abbildung 5.4). In der frequenzabhängigen Messung zu dieser Probe werden zwei energetisch stets getrennte Resonanzäste um einen Bereich von ≈ 8 GHz detektiert die einen vergleichba-

ren Verlauf wie in Abbildung 5.3 aufweisen. Die entsprechenden experimentell bestimmten Resonanzlinienlagen (farbige Punkte) sind in Abbildung 5.7 (a) gezeigt. Die gefundenen Resonanzlinienlagen wurden linear interpoliert (farbige Linien), welches aufgrund der kleinen Frequenzschritte von ≈ 160 MHz gerechtfertigt scheint. Dabei ist messaufbaubedingt die zuvor angesprochene Frequenzlücke bei 8.2 GHz gegeben. Es wird nun zur Bestimmung der Kopplungsstärke die Energiedifferenz der Resonanzäste um den Kreuzungspunkt betrachtet. Dazu ist in Abbildung 5.7 (b) die energetische Aufspaltung der Anregungsäste über dem externen Magnetfeld aufgetragen.



(a) Ermittelte Resonanzlinienlagen (Punkte) und der linear interpolierter Resonanzverlauf (Linien) der sich abstoßenden Äste am vermiedenen Kreuzungspunkt (Probe: 20nmPyOL).



(b) Frequenzdifferenz der beiden Anregungsäste aus (a) in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld. Das lokale Minimum ergibt sich zu 134 MHz bei einem Magnetfeld von 69 mT.

Abbildung 5.7: Teilbereich der frequenzabhängige Messung entlang der schweren Richtung zur Probe 20nmPyOL . In Abbildung (a) ist der Verlauf der Resonanzäste am vermiedenen Kreuzungspunkt dargestellt. Abbildung (b) zeigt die energetische Aufspaltung der beiden Äste in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld und weist ein lokales Minimum am vermiedenen Kreuzungspunkt auf.

Betrachtet man diese energetische Aufspaltung im Modell zweier gekoppelter Oszillatoren, so gilt für die Beschreibung der Energiedifferenz Gleichung 2.61. Dieser Gleichung zufolge ist die Lage des vermiedenen Kreuzungspunktes über den Punkt minimaler Energiedifferenz beider Äste und die Kopplungskonstante zwischen diesen durch die halbe energetische Aufspaltung gegeben. Anhand dieser Gleichung kann dann die Lage des vermiedenen Kreuzungspunktes zu 69 mT und die Kopplungskonstante zu 67 MHz bestimmt werden, indem der minimale energetische Abstand aus der Auftragung bestimmt wird. Die Asymmetrie der Energiedifferenz in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld ist vermutlich durch die Dispersionsrelation der Magnonen bedingt, da die Magnonenenergie nicht linear vom externen Magnetfeld abhängt.

Während für solche einfachen Kreuzungspunkte das Modell zweier gekoppelter Anregungen einen direkten analytischen Zusammenhang zwischen der Kopplungskonstante und der energetischen Aufspaltung der Resonanzäste am Kreuzungspunkt erlaubt, scheint eine solche Auswertung für Kreuzungspunkte, an denen mehrere Magnonen nicht vernachlässigbar aneinander koppeln nicht möglich. Die energetische Lage der Resonanzäste hängt dort sowohl von den unterschiedlichen Kopplungskonstanten mehrerer Magnonen als auch deren jeweiligen Energiedifferenzen ab und verschiebt die vermiedenen Kreuzungspunkte zu den ungestörten Kreuzungspunkten. Dies ist für die weiteren hier untersuchten Proben der Fall

Kopplungskonstante	20nmPyOL	20nmPyUR	KIBM 5-1-1
$K_{0,1}$ [MHz]	$67 \pm 15\%$	$200 \pm 60\%$	$550 \pm 80\%$
$K_{0,2}$ [MHz]	-	$100 \pm 60\%$	$150 \pm 80\%$
$K_{0,3}$ [MHz]	-	-	$200 \pm 80\%$
$K_{1,2}$ [MHz]	-	$50 \pm 60\%$	$100 \pm 80\%$
$K_{1,3}$ [MHz]	-	-	$100 \pm 80\%$
$K_{2,3}$ [MHz]	-	-	$450 \pm 80\%$

Tabelle 5.1: Kopplungskonstanten anhand des Oszillator-Modells zur Beschreibung der Magnon-Magnon-Kopplung. Die angegebenen prozentualen Fehler entsprechen einer Einschätzung der Ungenauigkeiten der angepassten Resonanzlinienlage und deren Sensitivität auf eine Änderung der Kopplungskonstanten. Zur Probe 20nmPyOL wurde die Kopplung anhand der energetischen Aufspaltung der experimentellen Resonanzlinienlagen bestimmt. Die Werte zu den Proben 20nm-PyUR sowie KIBM 5-1-1 werden aufgrund der Fehlerbalken auf ganzzahlige Werte gerundet.

(beispielsweise Abbildung 5.6). Diese weisen eine stärkere Kopplung mehrerer Magnonen auf, sodass bei deren vermiedenen Kreuzungspunkten nicht von einfachen Kreuzungspunkten ausgegangen werden kann.

Die Kopplungskonstanten ergeben sich dann nicht aus einer Betrachtung der Energiedifferenz der einzelnen Resonanzäste, welches die Genauigkeit der Bestimmung erhöht, sondern aus der Anpassung der Resonanzlinienlagen anhand des Oszillator-Modells. Die entsprechenden Anpassungen wurden bereits in den Abbildungen 5.4 - 5.6 gezeigt und ergeben die Kopplungskonstanten aus Tabelle 5.1. Hierbei bezeichnet $K_{i,j}$ die Kopplungskonstante zwischen den Magnonen mit $\vec{k} = i \cdot \vec{g}_0$ sowie $\vec{k}' = j \cdot \vec{g}_0$. Es ist die Zunahme der Anzahl koppelnder Magnonen mit steigender Störung beobachtbar, wobei Probe 20nm-PyOL am schwächsten und Probe KIBM 5-1-1 am stärksten gestört ist. Dieser Zusammenhang ist durch die linear mit der effektiven Streifenhöhe zunehmende Kopplung gemäß des GF-Modells (Gleichung 2.47) zu erwarten, da dadurch weitere Magnonen höherer Wellenvektoren stärker mit der uniformen Mode wechselwirken.

Bei einer solchen Anpassung muss beachtet werden, dass die Kenntnis der Energieabhängigkeit der ungestörten Magnonen für die Anpassung der Kopplungskonstanten wesentlich ist. Die Untersuchung dieser Energieabhängigkeit der $k \neq 0$ Magnonen ist aber experimentell anhand einer FMR-Messung erschwert. Dies hängt damit zusammen, dass die Resonanzlinienlagen nur bedingt zur Bestimmung der ungestörten Magnonenenergien weit entfernt vom Kreuzungspunkt genutzt werden können, da dort die Signalamplituden schnell verschwinden (späterer Abschnitt 5.1.1.2). Somit werden nur Resonanzäste mit bereits vorhandener Energieverschiebung durch die Kopplung detektiert. Die damit verbundene Ungenauigkeit der Energieabhängigkeit spiegelt sich daher in der Fehlerabschätzung der Kopplungskonstanten wieder. Es scheint aus diesem Grund sinnvoll zunächst den Verlauf der Anregungsäste experimentell auch in großer Entfernung der Kreuzungspunkte zur uniformen Mode zu untersuchen, da sich dort wie zuvor erläutert die Eigenmoden der ungestörten Energieabhängigkeit der koppelnden Magnonen nähern. Dazu sollte eine Dispersionsrelation, wie sie hier für die uniforme Mode gemessen wurde, an diesen oder identischen Systemen für die weiteren koppelnden Magnonen mit $k \neq 0$ detektiert werden. Hierzu kommen beispielsweise Brillouin-Licht-Streuung-Experimente oder die Untersuchung der Neutronenstreuung in Betracht. Eine Messung der Ferromagnetischen Resonanz im hohen Frequenzbereich entlang der Schichtdicke könnte zwar aufgrund der Anregung stehender Spinwelle möglicherweise die Spinwellensteifigkeit D und damit diese Energieabhängigkeit

näher festlegen, allerdings diese aufgrund der Anisotropie der Spinwellensteifigkeit für die in der Filmebene propagierenden Magnonen abweichen.

5.1.1.2 Modenmischung und Intensitätswechsel

Neben der Ausbildung mehrerer Resonanzäste/Eigenmoden kann im Experiment zusätzlich ein Intensitätswechsel zwischen diesen um die vermiedenen Kreuzungspunkte beobachtet werden. Hierbei nimmt allgemein die Intensität der Anregungsäste ab, desto weiter sich diese von der Dispersion der ungestörten uniformen Resonanz entfernen. Diese Beobachtung wird nun anhand des Oszillator-Modells näher betrachtet:

Hierzu identifiziert man die Anregungen der Oszillatoren mit den dynamischen Auslenkungen (Modenprofile) der repräsentierten Magnonen. Dabei ist das Modenprofil der uniforme Mode als homogen und für eine Spinwelle als $\propto \exp(i\vec{k}\vec{r})$ mit einer Wellenlänge entsprechend dem k -Vektor gemäß der Gleichung 2.13 gegeben. Für die gekoppelten Moden wird dann analog zu den sich kreuzenden Oszillatoren eine Überlagerung der Modenprofile der Spinwellen mit der uniformen Mode entweder gegenphasig (optisch) oder gleichphasig (akustisch) zueinander vermutet. Diese Änderung der Anregungsart entlang des optischen Astes und des akustischen Astes an einem einfachen Kreuzungspunkt wurde in Abbildung 5.3 gezeigt und gibt diese Überlagerung in Abhängigkeit vom externen Magnetfeld schematisch wieder. Die Modenprofile der Eigenmoden nähern sich mit zunehmender Entfernung den ungestörten Modenprofilen an.

Der Argumentation aus Kapitel 2.1.1 folgend wird bei der Messung der Ferromagnetischen Resonanz nur der uniforme Anteil einer Anregungsmode detektiert, da die homogene Mikrowelle als eine Mittlung der magnetischen Auslenkungen gegen die Gleichgewichtslage aufgefasst werden kann. Dies entspricht im Oszillator-Modell der Detektion des Oszillators mit der Energieabhängigkeit der uniformen Mode (im Folgenden als Oszillator „U“ bezeichnet) bzw. dessen Amplitude in den Eigenmoden. Die normierte Amplitude dieses Oszillators in den Anregungsästen kann im Anschluss an die Anpassung der Resonanzlinienlagen extrahiert werden (Abschnitt 2.2.2.2) und wird nun mit der Intensität der Absorptionslinien in Verbindung gebracht.

Um dies zu erläutern wird hier exemplarisch der zuvor vorgestellte einfache Kreuzungspunkt der Probe *20nmPyOL* näher betrachtet. Abbildung 5.8 zeigt hierzu einen Teilbereich der frequenzabhängigen Messung um diesen Kreuzungspunkt im Graustufenplot um einen qualitativen Einblick in den Intensitätswechsel an dieser Probe zu ermöglichen.

Es wird nun die bei jeweils konstanter Frequenz normierte Amplitude des Oszillators U als der Anteil der uniformen Mode in den Anregungsästen interpretiert. Hieraus folgt, dass der uniforme Anteil im akustischen Ast hinter dem Kreuzungspunkt abfällt und im optischen Ast zunimmt (Abschnitt 2.2.2.2). Es werden nun zum Vergleich mit den experimentellen Daten zunächst gemäß Abschnitt 4.1 die Absorptionsflächen bzw. Intensitäten I_1 und I_2 für die einzelnen Resonanzäste anhand der Einzelspektren bestimmt. Anschließend wird angenommen, dass die bei jeweils konstanter Frequenz normierten Intensitäten ($I_p(\text{normiert}) = \frac{I_p}{I_1+I_2}$) dem Anteil der uniformen Mode der detektierten Anregungen entsprechen, da die hier betrachteten Spinwellen keinen Beitrag zur Signalintensität liefern.

Der Vergleich des experimentell detektierten Intensitätswechsels (Punkte) mit den normierten Amplituden im Oszillator-Modell (Linien) ist in Abbildung 5.9 (a) dargestellt. Dabei wurde sowohl der Amplitudenverlauf für die gemäß Abschnitt 5.1.1.1 bestimmte Kopplungskonstante von 67 MHz (durchgezogene Linien), als auch für eine erhöhte Kopplungskonstante von 80 MHz (gestrichelte Linien) dargestellt. Die Fehlerbalken wurden ge-

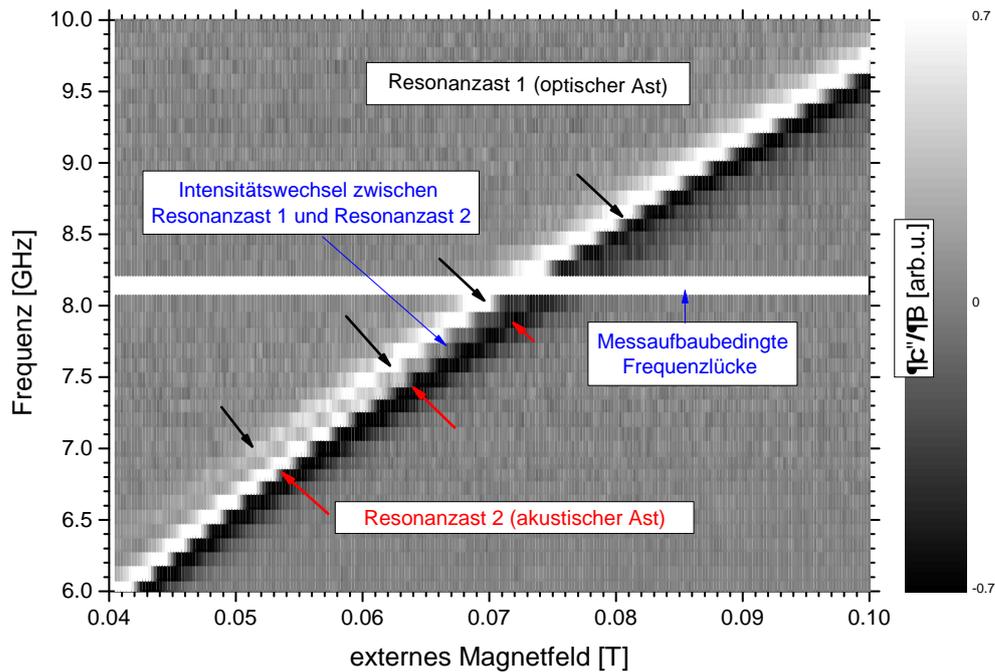
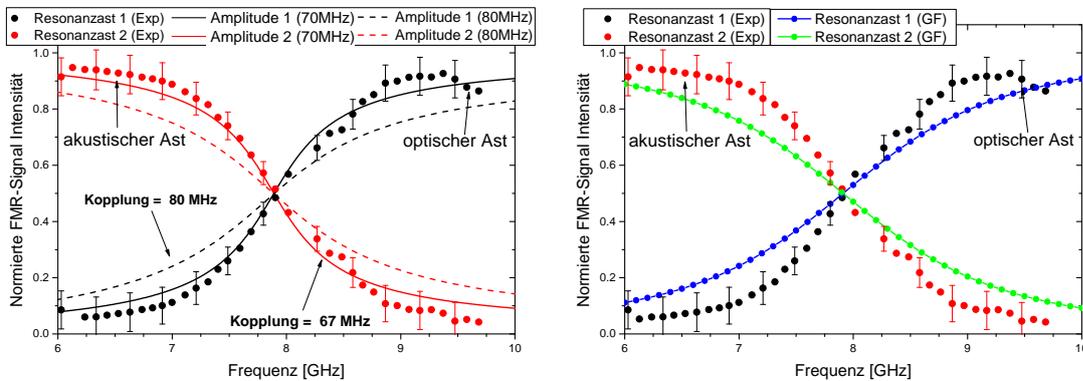


Abbildung 5.8: Teilbereich der frequenzabhängigen Messung in schwerer Richtung zur Probe 20nmPyOL als Graustufenplot. Die Einzelspektren sind auf Signalamplituden zwischen -1 und 1 zur besseren Sichtbarkeit normiert. Bei 8.2 GHz ist eine messaufbaubedingte Frequenzlücke gegeben.



(a) Normierte FMR-Signalintensität der Messung und normierte Amplitude des Oszillators U für Kopplungskonstanten von 67 und 80 MHz.

(b) Normierte FMR-Signalintensität der Messung (rot und schwarz) und die entsprechende Signalintensität im GF-Modell. (grün und blau)

Abbildung 5.9: Vergleich des Intensitätswechsels am Kreuzungspunkt zur Probe 20nmPyOL mit dem Oszillator-Modell (a) und dem GF-Modell (b).

mäß der Fehlerfortpflanzung berechnet und hierzu eine Ungenauigkeit von 8% in der Bestimmung der Absorptionsflächen angenommen. Diese sind zu jedem dritten Datenpunkt angegeben. Der Verlauf der normierten Intensitäten wird qualitativ gut für die Kopplungskonstante von 67 MHz wiedergegeben. Dabei zeigt sich für niedrigere Kopplungsstärken ein schärferer Amplitudenwechsel in einem kleineren Frequenzbereich im Oszillator-Modell.

Dies entspricht in diesem Modell einem schärferen Wechsel des uniformen Anteils in den Eigenmoden. Wertet man die Intensitäten des GF-Modells analog zu den Messdaten anhand Einzelspektren aus, erhält man einen qualitativ sehr ähnlichen Verlauf der Intensitäten. Dieser ist in Abbildung 5.9 (b) für das GF-Modell (grün und blau) zusammen mit den Messdaten (rot und schwarz) dargestellt. Die Ähnlichkeit des Intensitätsverlaufes im GF-Modell zum Verlauf im Oszillator-Modell bei einer Kopplungskonstante von 80 MHz deutet darauf hin, dass im GF-Modell die effektive Streifenhöhe geringfügig reduziert werden sollte, da so die Kopplungsstärke reduziert wird (Abschnitt 2.2.2.1).

Diese qualitative Übereinstimmung des Intensitätswechsels im Experiment als auch anhand des GF-Modells zu dem Amplitudenwechsel im gekoppelten Oszillator-Modell scheint daher, neben der zuvor erläuterten Anpassbarkeit der Resonanzlinienlagen, auf eine gute Grundannahme der theoretischen Beschreibung durch dieses Modell hinzudeuten. Dies lässt somit wahrscheinlich die Interpretation der gekoppelten Moden als Überlagerung der koppelnden Spinwellen mit der uniformen Mode zu, wobei nur der uniforme Anteil detektiert wird. Es kann außerdem vermutet werden, dass an vermiedenen Kreuzungspunkten mit höheren Spinwellen im höheren Frequenzbereich der Intensitätswechsel und die einzelnen Resonanzäste im Experiment nicht mehr aufgelöst werden können. Dies hängt damit zusammen, dass die Magnon-Magnon-Kopplung gemäß des GF-Modells mit steigender Wellenvektordifferenz abnimmt (Abschnitt 2.2.2.1) und somit im Oszillator-Modell zu einer verringerten Abstoßung und einem Intensitätswechsel in einem verringerten Frequenzbereich führt. Wie später gezeigt wird, werden solche Kreuzungspunkte bei höheren Frequenzen zwar theoretisch anhand des GF-Modells und den mikromagnetischen Simulationen vorhergesagt, sind allerdings im Experiment nicht mehr detektierbar.

5.1.1.3 Zusammenfassung

Das Modell der gekoppelten Oszillatoren weist eine gute Anpassbarkeit an die experimentellen Resonanzlinienlagen auf und gibt die beobachtete Abstoßung der Resonanzäste gut wieder. Dessen Anpassung an die Resonanzlinienlagen bietet die Möglichkeit die Kopplungskonstanten zwischen den einzelnen Magnonen individuell zu variieren und im Idealfall so aus den Messungen zu extrahieren. Zur Bestätigung der gewonnenen Ergebnisse sollten zusätzliche Messungen an diesen Systemen der weiteren Magnonen entfernt von den Kreuzungspunkten, beispielsweise anhand BLS-Messungen durchgeführt werden. Die Anpassungen deuten auf eine konstante Kopplungsstärke in schwerer Richtung hin und lassen vermuten, dass der dispersive Einfluss einer Magnon-Magnon-Kopplung von entscheidender Bedeutung der Erklärung der hier vorgestellten Beobachtungen ist. Für einfache Kreuzungspunkte kann die Energiedifferenz der Resonanzäste betrachtet werden und erlaubt eine genauere Bestimmung der Kopplungskonstanten. Darüber hinaus wird der Intensitätswechsel der FMR-Signale in den experimentellen Messungen anhand der Betrachtung von Oszillator-Amplituden qualitativ gut wiedergegeben und entspricht einer Abhängigkeit des uniformen Anteils in den Resonanzästen von deren Frequenz bzw. dem externen Magnetfeld. Im Zusammenhang mit dem GF-Modell lässt das Oszillator-Modell darauf schließen, dass die vermiedenen Kreuzungspunkte mit höheren Spinwellen experimentell nicht mehr aufgelöst werden können. Die gekoppelten Moden werden diesem Modell zufolge in den getrennten Ästen als gegenphasige und gleichphasige Anregungen der wechselwirkenden Magnonen verstanden und diese Interpretation im späteren Abschnitt 5.1.2.2 im Zusammenhang mit den mikromagnetischen Simulationen diskutiert.

5.1.2 Interpretation anhand der mikromagnetischen Simulationen

Die folgenden beiden Abschnitten beschäftigen sich mit dem Vergleich der experimentellen Messdaten mit den mikromagnetischen Simulationen (Abschnitt 2.2.3). Abschnitt 5.1.2.1 geht zunächst auf die experimentellen Resonanzlinienlagen im Zusammenhang mit denen der mikromagnetischen Simulationen und der effektiven Streifenhöhe h_{eff} ein. Anschließend werden die Modenprofile anhand der mikromagnetischen Simulationen näher betrachtet und im Zusammenhang mit der Modenmischung in Abschnitt 5.1.2.2 diskutiert.

5.1.2.1 Modenabstoßung und effektive Streifenhöhe

In diesem Abschnitt werden die experimentellen Linienlagen mit denen der mikromagnetischen Simulationen verglichen und die resultierenden effektiven Streifenhöhen angegeben. Dies wird für die Proben *20nmPyOL* und anschliessend für die Probe *KIBM 5-1-1* diskutiert. Der entsprechende Vergleich zur Probe *20nmPyUR* ist im Anhang (Abschnitt A.8.2, Abbildung A.16) zu finden und weist eine vergleichbare Güte der Übereinstimmung auf. Es wurden zur Anpassung mehrere Simulationen bei unterschiedlicher Streifenhöhe durchgeführt und eine Übereinstimmung mit den experimentellen Daten angestrebt. In Abbildung 5.10 sind die zur Probe *20nmPyOL* ermittelten Resonanzlinienlagen (Punkte) im Vergleich mit den Resonanzpositionen (Quadratrahmen) gemäß der Simulation dargestellt. Dabei werden im Folgenden die einzelnen Äste entsprechend ihrer vermutlichen Zuordnung koloriert um den optischen Vergleich zu erleichtern. Zusätzlich wurden die berechneten Dispersionen der ungestörten Moden (orange Linien B-D) in der Abbildung dargestellt.

Die simulierten Resonanzlinienlagen sind qualitativ mit den experimentellen Resonanzlinienlagen in guter Übereinstimmung. Die grünen Quadratrahmen scheinen Resonanzast 1 und die pinken Quadratrahmen Resonanzast 2 zu entsprechen. Allerdings treten auch Abweichungen (< 5 mT) in Form einer stärkeren Abstoßung der einzelnen Äste auf. Dies kann besonders gut bei niedrigen Frequenzen < 8 GHz beobachtet werden. Die simulierten Resonanzäste sind dort weiter als die experimentellen Resonanzäste voneinander getrennt. Es muss wahrscheinlich zur verbesserten Übereinstimmung die effektive Streifenhöhe in den mikromagnetischen reduziert werden, die hier zu $h_{eff} = 1$ nm angenommen wurde, da für geringere Streifenhöhen kleinere Abstoßungen erwartet werden (Abschnitt 2.2.2.1). Eine solche stärkere Abstoßung der simulierten Resonanzäste ist zudem an der winkelabhängigen Messung dieser Probe zu beobachten und scheint diese Annahme zu bestätigen (Abschnitt 5.2.2). Die grauen Quadrate entsprechen wahrscheinlich der nächsthöheren Spinwelle mit $\vec{k} = 2\vec{g}_0$ (orange Linie B), da diese einen gleichartigen Resonanzverlauf aufweist. Der entsprechende Ast (graue Quadrate) und die damit verbundene Abstoßung wird im Experiment allerdings nicht mehr beobachtet. Dies ist vermutlich dadurch bedingt, dass zum Einen bei hohen Frequenzen das Signal-zu-Rausch-Verhältnis sinkt und zum Anderen gemäß des GF-Modells dort eine schwache Kopplung zu dieser Spinwelle aufgrund der höheren Wellenvektordifferenz erwartet wird. Aufgrund der schwachen Kopplung findet der entsprechende Intensitätswechsel gemäß des Oszillator-Modells in einem Frequenzbereich zu geringer Breite statt, um noch detektiert werden zu können (Abschnitt 5.1.1.2). In den Simulationen ist dieser Ast intensitätsschwach und kann wahrscheinlich nur durch die stärkere Abstoßung noch aufgelöst werden. Insgesamt kann hier eine gute Übereinstimmung mit den mikromagnetischen Simulationen für diese Probe festgehalten werden.

Der entsprechende Vergleich der experimentellen Resonanzlinienlagen (Punkte) und der simulierten Resonanzlinienlagen (Dreiecke) zur Probe *KIBM 5-1-1* ist in Abbildung 5.11

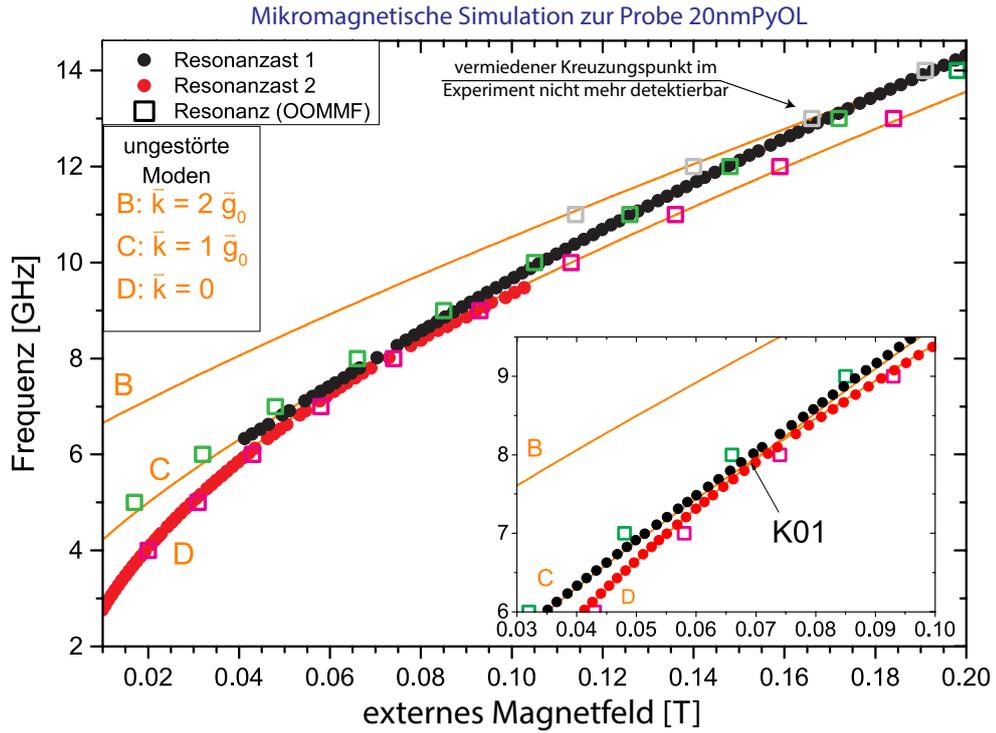


Abbildung 5.10: Experimentell detektierte Resonanzlinienlagen (Punkte) zur Probe 20nmPyOL im Zusammenhang mit den berechneten ungestörten Dispersionsrelation (orange Linien B - D) und den simulierten Resonanzpositionen (OOMMF, Quadraträhen). Die simulierten Resonanzpositionen wurden entsprechend ihrer vermutlichen Zuordnung zu den Resonanzästen koloriert. Im Inset ist ein Teilbereich einer höher-aufgelösten Messung gezeigt. Die Fehlerbalken liegen innerhalb der Punktgröße

dargestellt. Die entsprechenden Abweichungen sind < 10 mT und die experimentellen Resonanzäste werden gut wiedergegeben. Dabei können Resonanzast 3 und Resonanzast 4 (blaue und pinke Dreiecke) oberhalb von 10 GHz nicht mehr eindeutig zugeordnet werden, da diese in der Simulation zusammenlaufen oder Resonanzast 3 eine zu geringe Intensität zeigt. Die entsprechende Färbung der Dreiecke ist dort nicht als Identifikation, sondern lediglich als Hilfestellung zum optischen Vergleich mit den Resonanzlinienlagen zu verstehen. Die größten Abweichungen weisen die simulierten Resonanzlinienlagen zu Resonanzast 1 auf und weichen für externe Magnetfelder < 100 mT zu niedrigeren Frequenzen und für Magnetfelder > 100 mT zu höheren Frequenzen ab. Es wird angenommen, dass die Abweichungen zum Einen auf die Diskretisierung und zum Anderen auf einen noch nicht optimalen Parametersatz in den Simulationen zurückzuführen sind.

Es kann abschliessend festgehalten werden, dass das Maß der Übereinstimmung der mikromagnetischen Simulationen mit den experimentellen Linienlagen eine weitere Betrachtung der Modenprofile zu den Proben zu ermöglichen scheint. Auf diese Modenprofile wird im folgenden Abschnitt näher eingegangen. Die aus der Anpassung resultierenden effektiven Streifenhöhen h_{eff} der Simulationen sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst und werden an späterer Stelle (Abschnitt 5.3) mit denen des GF-Modells und der strukturellen Untersuchung verglichen.

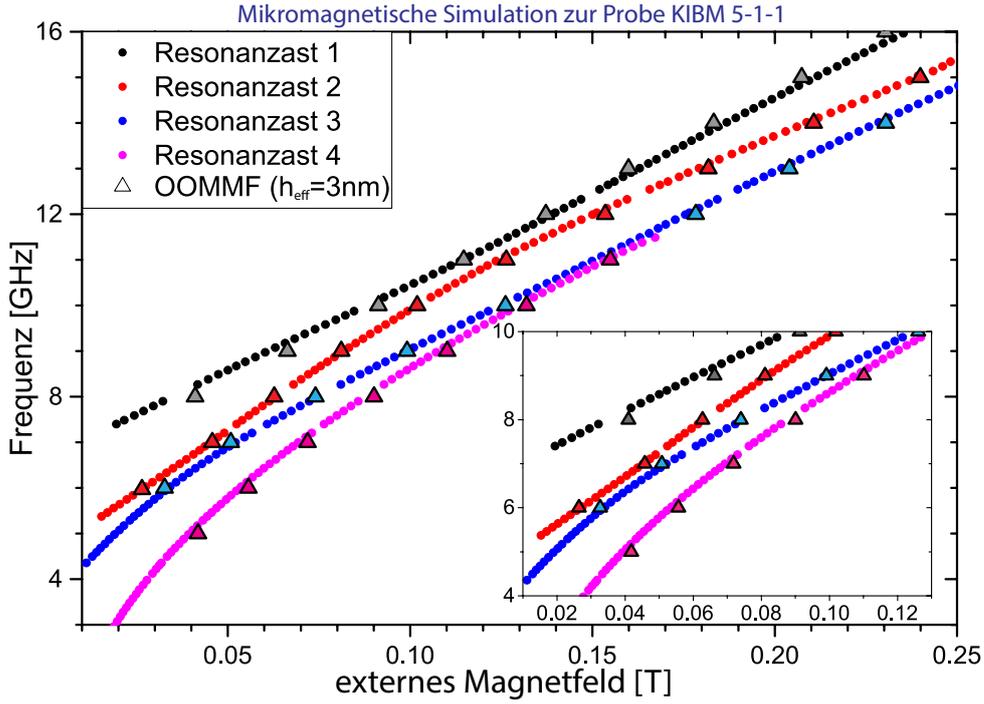


Abbildung 5.11: Vergleich der experimentellen Linienlagen (Punkte) mit denen der mikromagnetischen Simulationen (Dreiecke) zur Probe KIBM 5-1-1. Die simulierte Streifenhöhe beträgt $h_{eff} = 3$ nm. Im Inset ist vergrößert ein Teilbereich der Messung dargestellt. Die Fehlerbalken liegen innerhalb der Punktgröße.

Probe	20nmPyOL	20nmPyUR	KIBM 5-1-1
h_{eff} [nm]	$1 \pm 70\%$	$1 \pm 25\%$	$3 \pm 25\%$

Tabelle 5.2: Die aus der Anpassung der mikromagnetischen Simulationen ermittelte effektive Streifenhöhe h_{eff} . Das Maß der Anpassung spiegelt sich in der Fehlerabschätzung wieder.

5.1.2.2 Modenmischung und Modenprofile

Die in Abschnitt 5.1.1.2 vorgestellte mögliche Interpretation der Modenmischung mit dem daraus resultierenden Intensitätswechsel kann unter Zuhilfenahme der mikromagnetischen Simulationen, weiter untersucht werden. Hierzu betrachtet man die dynamische Magnetisierung \vec{m} (Modenprofile) der einzelnen Anregungsäste anhand der Simulationen (Abschnitt 2.2.3). Die Eigenmoden stellen dem Oszillator-Modell zufolge eine phasensensitive Überlagerung der gekoppelten Spinwellen mit der uniformen Mode dar. Dabei wird anhand der Simulationen nur die transversale y-Komponente der Magnetisierung my betrachtet, welches dem Realteil der Modenprofile entspricht. Die Beschreibung der Spinwellen $\propto \exp(ikr)$ reduziert sich hierdurch auf $\propto \cos(kr + \phi)$ mit einer Phase ϕ .

Es gilt zu beachten, dass eine *absolute* Phase nach Ansicht des Autors für die betrachteten Spinwellen nicht eindeutig definiert werden kann. Dies hängt damit zusammen, dass keine dynamischen Anregungsquellen der Spinwellen vorhanden sind, sondern diese über das statische Entmagnetisierungsfeld H_z^{dem} der Störung gekoppelt werden, welches keine Phasenlage aufweist. Der *relative* Phasenunterschied der Spinwellen scheint aber entscheidend für die energetischen Unterschiede der Anregungen. Um dies zu erläutern, wird der

Einfluss der transversalen Auslenkungen \vec{m} auf die Zeeman-Energie mit dem Entmagnetisierungsfeld \vec{H}^{dem} gemäß des GF-Modell betrachtet (Abschnitt 2.2.2.1). Die in Richtung des Entmagnetisierungsfeldes zeigende Komponente M_z stellt dabei die statische Komponente der Magnetisierung dar und wird durch die transversalen Auslenkungen $\vec{m} \perp \vec{z}$ verkürzt, da die Länge des Magnetisierungsvektors als konstant angenommen wird. Dadurch ändert sich die lokale Zeeman-Energie W mit dem Entmagnetisierungsfeld \vec{H}_z^{dem} , da diese durch $W = -\vec{H}_z \cdot \vec{M}_z$ gegeben ist. Das Entmagnetisierungsfeld zeigt aufgrund der Strukturierung unterhalb der Streifenregionen entgegen der statischen Magnetisierung und in den dünneren Filmbereichen entlang der statischen Magnetisierung (Abschnitt 2.2.1.2). Zeigt das lokale Entmagnetisierungsfeld entgegen der statischen Magnetisierung ($\vec{H}_z^{dem} \parallel -\vec{M}_z$), reduzieren dynamische transversale Auslenkungen die statische Zeeman-Energie, während diese für ($\vec{H}_z^{dem} \parallel \vec{M}_z$) erhöht wird. Unterhalb der Streifenregionen werden demnach transversale Auslenkungen energetisch begünstigt, während diese in den dünneren Bereichen zu einer Erhöhung der Zeeman-Energie mit H_z^{dem} führen. Betrachtet man dies für die Überlagerung der uniforme Mode (homogene Auslenkung) mit einer kosinusförmigen Spinwelle, werden dabei, je nach Phasenlage der Spinwelle in unterschiedlichen Bereichen die transversalen Auslenkungen der Moden entweder addiert oder subtrahiert und somit die Zeeman-Energie entweder erhöht oder reduziert. Dies ist schematisch in Abbildung 5.12 gezeigt.

Um einen Bezugspunkt für die Phasenlagen der Spinwellen angeben zu können, wird dieser willkürlich anhand der transversalen Auslenkung bei $z = 0$ definiert. Dabei entspricht $\phi = 0$ einer maximalen Auslenkung und $\phi = \pi$ einer minimalen Auslenkung bei $z = 0$. In Analogie zu den gekoppelten Oszillatoren, werden nun Moden mit $\phi = \pi$ als optisch (gegenphasig) und mit $\phi = 0$ akustisch (in Phase) bezeichnet. Dabei stellt die akustische Überlagerung wie auch bei den Oszillatoren die energetisch bevorzugte und die optische Überlagerung die energetisch höhere liegende Überlagerung dar. Die Annahme, dass die Spinwellen einen relativen Phasenunterschied von π aufweisen folgt dabei aus den Betrachtungen der Eigenvektoren anhand des Oszillator-Modells (Abschnitt 5.1.1.2).

Es werden nun die Modenprofile an dem einfachen Kreuzungspunkt des simulierten Systems entsprechend der Probe *20nmPyOL* betrachtet. An diesem einfachen Kreuzungspunkt K01 wird angenommen, dass die uniforme Mode mit einer gekoppelten Spinwelle $\vec{k} = \vec{g}_0$ kreuzt (Abschnitt 5.1.1.1). Die entsprechenden Modenprofile sind in Abbildung 5.13 für den „optischen“ (a) und „akustischen“ Ast (b) bei einer Frequenz von 6 GHz vor dem vermiedenen Kreuzungspunkt und in Abbildung 5.13 bei einer Frequenz von 9 GHz hinter dem Kreuzungspunkt der beiden Moden dargestellt. Die transversale Auslenkung der Magnetisierung my (blaue Quadrate) ist entlang der Schichtdicke im Rahmen der Simulationsgenauigkeit konstant, sodass nur eine Betrachtungsebene entlang der Streifenperiodizität des Systems von $a_0 = 250$ nm dargestellt ist. Um den uniformen Charakter zu verdeutlichen ist der Mittelwert dieser Auslenkungen als gestrichelte blaue Linie dargestellt und im Graphen als uniform angegeben. Die Spinwellenamplitude wird anhand einer kosinusförmigen Anpassung (Amplitude $\cdot \cos x$) an die transversale Auslenkung bestimmt. Diese Amplitude ist zusammen mit ihrem Verhältnis zur uniformen Mode (Verhältnis=Amplitude/uniform) ebenfalls im Graphen angeführt.

Zunächst wird hier der optische Ast bei 6 GHz (Abbildung 5.13 (a)) betrachtet. Dort ist ein Anteil einer Spinwelle mit $\vec{k} = \vec{g}_0$ anhand des kosinusförmigen Verlaufes im Modenprofil in Überlagerung mit einer konstanten Auslenkung, der uniformen Mode mit $k = 0$ zu erkennen. Betrachtet man anschliessend den weiteren akustischen Ast bei 6 GHz (Abbildung

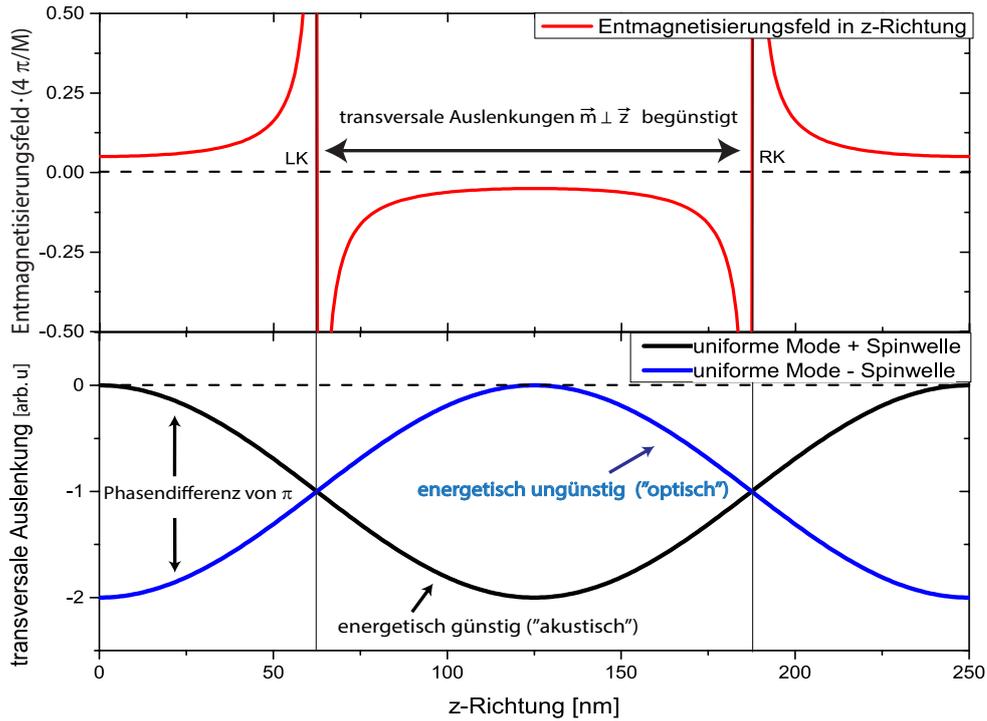
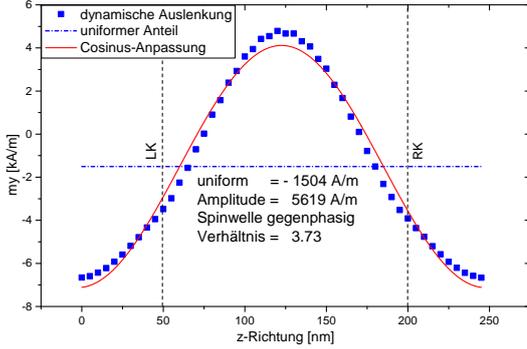


Abbildung 5.12: Schematische Darstellung zur Überlagerung der transversalen Auslenkungen der uniformen Mode mit einer Spinwelle des Wellenvektors $\vec{k} = g_0$. Im oberen Teil der Grafik ist die z -Komponente des Entmagnetisierungsfeldes mit dem Vorzeichenwechsel an den Streifenkanten (markiert durch LK und RK) dargestellt. Dies führt zu einer energetisch bevorzugten Auslenkung unterhalb der Streifen ($z = 62.5 - 187.5$ nm). Im unteren Teil sind die resultierenden Modenprofile mit einem Phasenunterschied der Spinwelle von π dargestellt (schwarze und blaue Linie). Die energetisch günstige Mode (uniforme Mode + Spinwelle) wird hier als akustisch und die energetisch ungünstige Mode (uniforme Mode - Spinwelle) als optisch bezeichnet.

5.13 (b)) ist die nun vermutlich um π gedrehte Phasenlage der Spinwelle zur uniformen Anregung in der unterschiedlichen Auslenkung der Spinwelle bei $z = 0$ beobachtbar und bestärkt die Vermutung der Bildung eines optischen und eines akustischen Astes dieser beiden Anregungen.

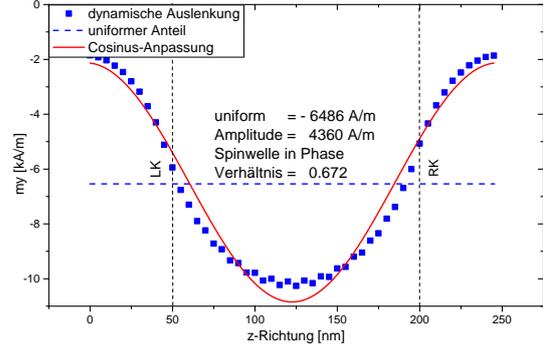
Betrachtet man die entsprechenden Modenprofile hinter dem Kreuzungspunkt bei 9 GHz in Abbildung 5.13 zeigen sich ähnliche Modenprofile entsprechend der optischen und akustischen Überlagerung. Zunächst ist allerdings zu beobachten, dass die transversalen Auslenkungen hinter dem Kreuzungspunkt generell mit steigendem Magnetfeld beziehungsweise der Frequenz zunehmen. Dieser Effekt ist mit großer Wahrscheinlichkeit auf die Elliptizität der Präzession der Magnetisierung zurückzuführen. Diese nimmt mit steigendem externen Magnetfeld ab, da die Zeeman-Energie mit dem externen Magnetfeld zunimmt. Daher vergrößert sich hier die betrachtete transversale Auslenkung in Richtung der Schichtdicke (y -Richtung), die die kurze Achse der Ellipse darstellt. Es scheint aus diesem Grund sinnvoll, anstelle der absoluten Auslenkungen die mit der Frequenz zunehmen, das Verhältnis zwischen der Amplitude der Spinwelle und des uniformen Anteils zu betrachten. Hierbei ist der uniforme Anteil der Anregung demnach größer wenn dieses Verhältnis „V“ abnimmt und umgekehrt. Betrachtet man nun das Verhältnis „V“ entlang des optischen Astes bei den unterschiedlichen Frequenzen so nimmt der Spinwellenanteil der Mode hinter dem Kreuz-

Optische Mode der Simulation zur Probe 20nmPyOL bei 6 GHz



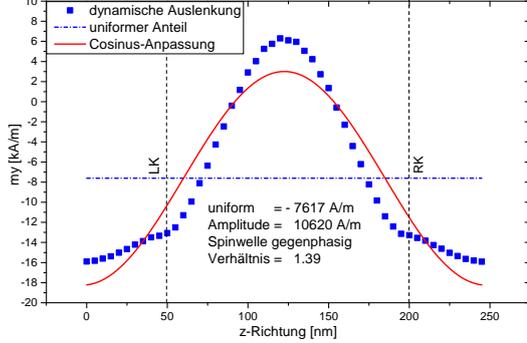
(a) optische Mode bei 6GHz und einem externen Feld von 32mT

Akustische Mode der Simulation zur Probe 20nmPyOL bei 6 GHz



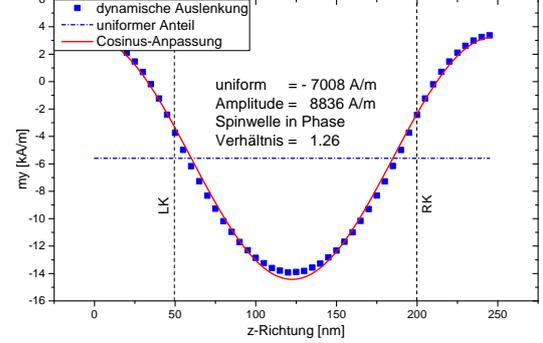
(b) akustische Mode bei 6GHz und einem externen Feld von 44mT

Optische Mode der Simulation zur Probe 20nmPyOL bei 9 GHz



(c) optische Mode bei 9GHz und einem externen Feld von 85mT

Akustische Mode der Simulation zur Probe 20nmPyOL bei 9 GHz



(d) akustische Mode bei 9GHz und einem externen Feld von 93mT

Abbildung 5.13: Modenprofile anhand der Simulationen zur Probe 20nmPyOL vor dem vermiedenen Kreuzungspunkt bei 6 GHz (a) und (b) sowie hinter dem vermiedenen Kreuzungspunkt bei einer Frequenz von 9 GHz (c) und (d). Die transversalen Auslenkungen in y -Richtung m_y (blaue Quadrate) weisen einen konstanten Anteil entsprechend der uniformen Mode in Überlagerung mit mit einem cosinusförmigen Anteil (rote Linie) einer Spinwelle mit $\vec{k} = \vec{g}_0$ auf.

zungspunkt ab und der Anteil der uniformen Mode zu ($V=3.73$ bei 6 GHz zu $V=1.39$ bei 9 GHz). Analog dazu nimmt der entsprechende Anteil der uniformen Mode innerhalb des akustischen Astes hinter dem Kreuzungspunkt zur Spinwelle ab ($V=0.672$ bei 6 GHz zu $V=1.26$ bei 9 GHz). Dies entspricht der Änderung der Eigenmoden im Oszillator-Modell, da sich der akustische Ast mit steigender Frequenz einem Spinwellenprofil und der optische Ast einer uniformen Auslenkung annähert. Die Modenprofile zeigen allerdings auch, dass diese nicht den idealen kosinusförmigen Verläufen entsprechen sondern etwas „verzerrt“ erscheinen. Dies ist besonders deutlich an der optischen Mode bei 9GHz in Abbildung 5.13 (a) zu erkennen. Es wird vermutet, dass die höheren Spinwellen mit $\vec{k}_2 = 2\vec{g}_0$, sowie $\vec{k}_3 = 3\vec{g}_0$ ebenfalls aufgrund ihrer Kopplung gemäß des GF-Modells einen weiteren Anteil am Modenprofil der Form $\propto \cos(k_n r + \phi)$ liefern. Die optische Mode stellt einer solchen Argumentation zufolge im Wesentlichen eine gegenphasige Überlagerung der uniformen Mode und der Spinwelle $\vec{k} = \vec{g}_0$ dar, enthält jedoch zusätzliche Anteile der höheren Spinwellen. Aufgrund der steigenden Energie der Magnonen mit zunehmendem Wellenvektor, weist

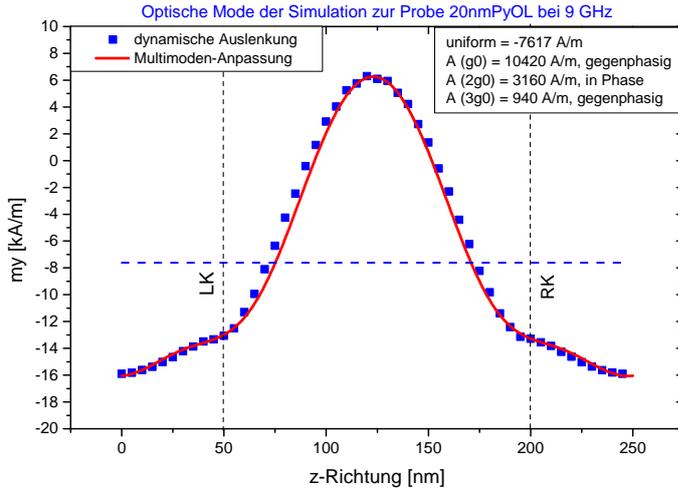


Abbildung 5.14: Anpassung des Modenprofils (rote Linie) im optischen Ast aufgrund der Kopplung an höher gelegene Spinwellen der Wellenvektoren $\vec{k} = 2\vec{g}_0$ sowie $\vec{k} = 3\vec{g}_0$. Die transversale Auslenkung in y -Richtung m_y ist anhand blauer Quadrate dargestellt. Eine solche Anpassung liefert die Phasenlage, als auch die Amplitude der Spinwellen $A(\vec{k})$ in den Eigenmoden.

der energetisch höher gelegene optische Ast einen geringeren energetischen Unterschied zu den höheren Spinwellen auf, als dies für den akustischen Ast der Fall ist. Dieser liegt bei niedrigeren Eigenfrequenzen bzw. höheren Feldern. Da der Einfluss der Kopplung, nach dem Oszillator-Modell, mit sinkender Energiedifferenz zunimmt scheint es plausibel, dass die Mode im akustischen Ast weniger „verzerrt“ erscheint und dieser Effekt im optischen Ast verstärkt ausgeprägt ist.

Ergänzt man für den optischen Ast die zusätzlichen Überlagerungen der höher gelegenen Spinwellen kann das resultierende Modenprofil deutlich besser wiedergegeben werden. Dies ist in Abbildung 5.14 für diese Mode gezeigt. Die entsprechenden Amplituden der einzelnen Spinwellen $A(k)$ sind im Diagramm zusammen mit der zugehörigen Phasenlage nach obiger Definition angegeben. Es ist gut der sinkende Anteil der Amplitude mit steigendem Wellenvektor an dieser Mode zu erkennen. Ein solcher Zusammenhang wäre aufgrund der steigenden Wellenvektordifferenz und somit sinkenden Kopplung gemäß des GF-Modells zu erwarten, wenn wie im Oszillatormodell angenommen, dadurch nur ein geringerer Anteil der schwach gekoppelten Magnonen in eine solche Mode mischt.

Wahrscheinlich können auch die weiteren Modenprofile als Überlagerung der entsprechenden Spinwellen und der uniformen Mode in Bezug auf deren Phasenlage und Amplitudenanteile wiedergegeben werden. Um dies zu untersuchen wurden einige Modenprofile an ausgewählten Stellen der unterschiedlichen simulierten Probensysteme näher betrachtet. Dies wird hier exemplarisch für die Resonanzen bei 6GHz an dem System zur Probe *20nmPyUR* in Abbildung 5.15 (a) - (c) gezeigt, wo gekoppelte Magnonen der Wellenvektoren $\vec{k} = 0, \vec{k} = \vec{g}_0$ sowie $\vec{k} = 2\vec{g}_0$ dem Oszillator-Modell zufolge angenommen werden. Die entsprechenden Phasenlagen und Amplituden der Spinwellen sind wie zuvor in den Abbildungen angegeben. Die Modenprofile spiegeln die zu erwartenden Anteile für die entsprechenden Resonanzäste gut wieder und es scheint beispielsweise ein nahezu ungestörtes Spinwellenprofil mit $\vec{k} = 2\vec{g}_0$ bei einem externen Magnetfeld von 20 mT beobachtbar. Man kann daher vermuten, dass es sich bei den Eigenmoden der betrachteten Systeme um gekoppelte Moden der uniformen Mode und weiteren Spinwellen mit $\vec{k} = n\vec{g}_0$ handelt und deren Modenprofil sich aus einer Überlagerung der einzelnen Modenprofile zusammensetzt.

Für das am stärksten gestörte System entsprechend der Probe *KIBM 5-1-1* wird eine zusätzliche Verzerrung der Modenprofile beobachtet, die nicht allein durch Überlagerung einzelner Spinwellenprofile wiedergegeben werden kann. Der qualitative Verlauf des Moden-

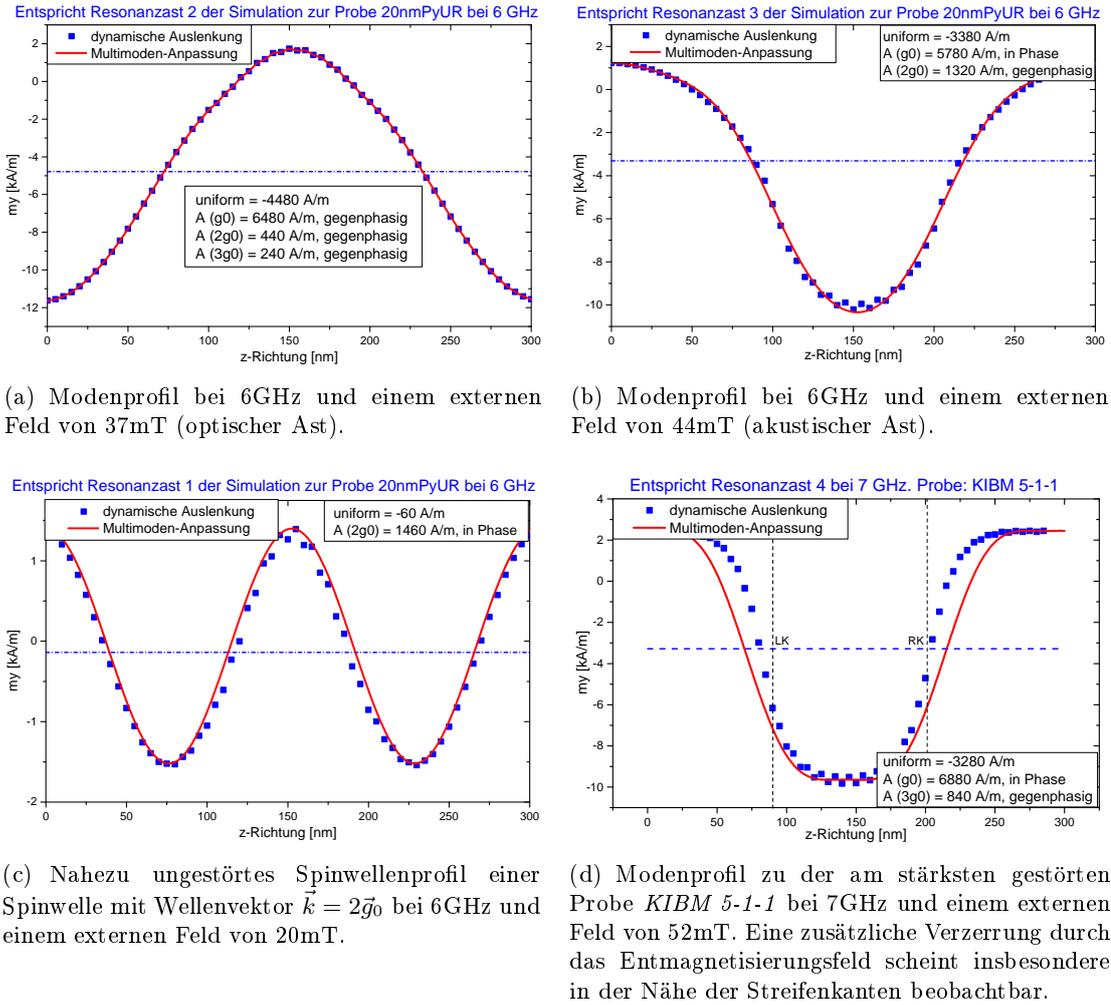


Abbildung 5.15: Modenprofile der Resonanzäste der Simulation zur Probe 20nmPyUR bei einer Frequenz von 6 GHz (a) - (c) und zur Probe KIBM 5-1-1 (d). Dargestellt anhand der transversale Auslenkung in y -Richtung m_y (blaue Punkte) und der Modenanpassung (rote Linie).

profils wird zwar noch gut nachempfunden werden, zeigt aber auch Abweichungen insbesondere an den Streifenkanten. Eine solche Anpassung ist exemplarisch in Abbildung 5.15 (d) gezeigt und die Streifenkanten mit LK und RK markiert. Dies ist wahrscheinlich auf das mit der Störung zunehmende Entmagnetisierungsfeld zurückzuführen. Diese Annahme ist dadurch begründet, dass vermutlich an den Streifenkanten die lokale Zeeman-Energie mit dem dort am stärksten ausgeprägten Entmagnetisierungsfeld immer entscheidenderen Einfluss nimmt und somit die Austauschwechselwirkung die vorher maßgeblich das Modenprofil der Spinwellen mitbestimmt immer unbedeutender wird. Die genaue Ursache hierfür ist allerdings noch nicht hinreichend geklärt. Daher werden die zu einem solchen System extrahierten Modenprofile nur im Bezug auf ihren grundsätzlichen Charakter und die Phasenlage diskutiert. Der nächste Teilabschnitt widmet sich kurz weiteren Beobachtungen an den komplexeren Kreuzungspunkten dieses Systems zur Vertiefung.

Stärker gestörte Systeme Das komplexere Verhalten der Eigenmoden und deren Dispersion soll nun exemplarisch vertiefend an Kreuzungspunkten der Probe *KIBM 5-1-1* betrachtet werden. Dies wird hier für die Frequenzen von 7 GHz und eine Frequenz von 11 GHz näher erläutert, um einen Einblick in die Einflüsse der verstärkten Kopplung auf die Eigenmoden zu ermöglichen. Die entsprechenden experimentellen Resonanzäste (Punkte) und der der mikromagnetischen Simulation (Dreiecke) sind hierzu in Abbildung 5.16 dargestellt. Zusätzlich sind die berechneten ungestörten Dispersionsrelationen der koppelnden Magnonen mit Wellenvektor $\vec{k} = i\vec{g}_0$ sind als orange Linien angegeben. Deren Kreuzungspunkte sind anhand schwarzer Pfeile markiert und der Konvention folgend mit K_{ij} bezeichnet. Zunächst ist zu erkennen, dass die Resonanzverläufe keine große Ähnlichkeit mehr zu den ungestörten Moden aufweisen. Es ist zwar die prinzipielle Abstoßung in der Nähe der ungestörten Kreuzungspunkte zu erahnen, aber kein deutlicher Zusammenhang beispielsweise für Resonanzast 3 oder 4 mehr erkennbar. Außerdem scheinen die Kreuzungspunkte nicht mehr mittig zwischen den jeweiligen Anregungsästen zu liegen (siehe beispielsweise K03). Dies lässt vermuten, dass hier mehrere Moden gleichzeitig mischen und sich gegenseitig beeinflussen.

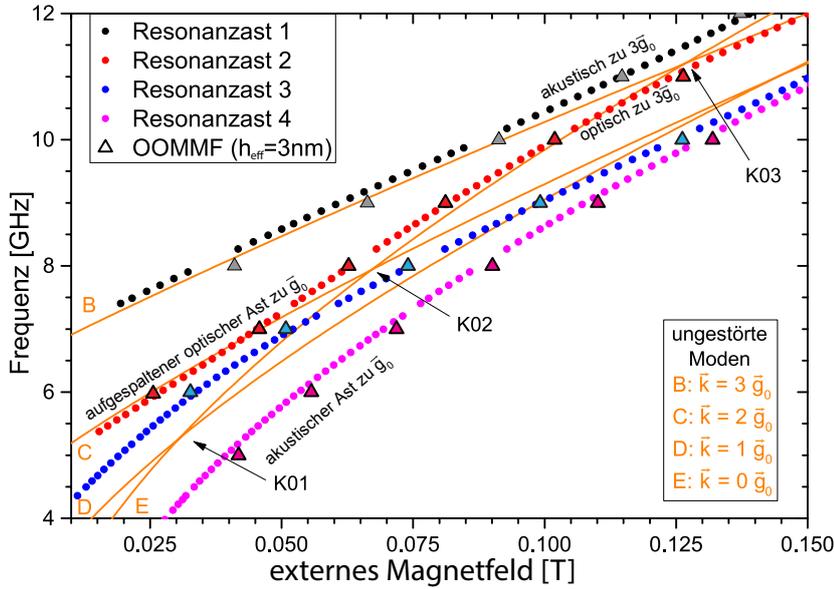


Abbildung 5.16: Vergrößerter Bereich der Frequenzabhängigen Messung an der am stärksten gestörten Probe *KIBM 5-1-1*. Die experimentell ermittelten Resonanzlinienlagen (farbige Punkte) sind zusammen mit der ungestörten Dispersionsrelation der koppelnden Magnonen (orange Linien B-E) aufgetragen und die Kreuzungspunkte mit der uniformen Mode $K0j$ markiert worden. Die Resonanzlinienlagen der mikromagnetischen Simulation sind als kolorierte Dreiecke dargestellt. Die Fehlerbalken liegen innerhalb der Punktgröße.

Betrachtet man die Eigenmoden um $K02$ bei 7 GHz anhand der mikromagnetischen Simulationen genauer, so zeigt sich, dass Resonanzast 2 (rot) und Resonanzast 3 (blau) beide eine optische Kopplung zwischen der uniformen Mode und der Spinwelle $\vec{k} = \vec{g}_0$ aufweisen. Diese bilden also zusammen den optischen Ast der uniformen Mode zu $\vec{k} = \vec{g}_0$. Der entsprechende akustische Ast ist durch Resonanzast 4 (magenta) gegeben. Resonanzast 2 und 3 (rot und blau) scheinen durch die Wechselwirkung mit der nächsthöheren Spinwelle $\vec{k} = 2\vec{g}_0$ erneut energetisch aufgespalten, sodass diese getrennt voneinander sind. Analysiert

man die entsprechenden Modenprofile wird die Phasenlage der Überlagerung zu $\vec{k} = 2\vec{g}_0$ im Resonanzast 2 (blau) gegenphasig (optisch) und in Resonanzast 3 (rot) gleichphasig (akustisch) beobachtet. Bei stärkerer Störung bilden sich demnach gleichzeitig mehrere zu den einzelnen Magnonen aufgespaltene Resonanzäste aus und scheinen sich aus den unterschiedlichen gekoppelten Anregungen zusammensetzen.

Eine weiterer Effekt der verstärkten Kopplungen ist anhand des Kreuzungspunktes K03 bei 11 GHz zu beobachten. Werden dort die Phasenlagen untersucht zeigt sich für die Mode entsprechend Resonanzast 1 (schwarz) eine gleichphasige Überlagerung der uniformen Mode mit der Spinwelle $\vec{k} = 3\vec{g}_0$ und eine gegenphasige im Resonanzast 2 (rot). Dies wäre jedoch bei einem einfachen Kreuzungspunkt aufgrund der energetischen Lage der Resonanzäste um den Kreuzungspunkt K03 nicht zu erwarten, da die optische Kopplung bei der Betrachtung von nur 2 kreuzenden Magnonen bei höheren Energien also in Resonanzast 1 vermutet werden kann. Zur Erklärung muss wahrscheinlich berücksichtigt werden, dass die Kopplungsstärke mit steigender Wellenvektordifferenz der Moden abnimmt, sodass die uniforme Mode $\vec{k} = 0$ nur noch schwach an die höhere dort kreuzende Spinwelle $\vec{k} = 3\vec{g}_0$ gekoppelt ist. Die weiteren Spinwellen wechselwirken allerdings noch stärker untereinander. Eventuell geben diese also die Phasenlage in den Eigenmoden vor, da sich aus deren Phasenlagen zueinander die energetischen Unterschiede maßgeblich bestimmen würden. Dies zeigt, dass ohne eine tiefer gehende Analyse keine einfache Identifikation der einzelnen Äste möglich ist, aber näher in zukünftigen Arbeiten anhand der mikromagnetischen Simulationen und des Oszillator-Modells untersucht werden kann.

5.1.2.3 Zusammenfassung

Die mikromagnetischen Simulationen geben die experimentell detektierten Resonanzäste gut wieder. Die Abstoßung der Äste kann wahrscheinlich, wie auch im GF-Modell, auf das Entmagnetisierungsfeld \vec{H}_z^{dem} zurückgeführt werden. Zur Untersuchung der Modenmischung wurden Modenprofile der verschiedenen Resonanzäste betrachtet. Diese Modenprofile scheinen einer entweder gegenphasigen oder gleichphasigen Überlagerung der einzelnen Modenprofile mehrerer koppelnder Magnonen mit einem Wellenvektor $\vec{k} = n\vec{g}_0$ zu entsprechen. Die Modenprofile der Eigenmoden nähern sich, wie auch im Oszillator-Modell mit zunehmender Entfernung zu den vermiedenen Kreuzungspunkten den ungestörten Modenprofilen der Magnonen an. Bei stärker gestörten Systeme tritt eine zusätzliche Verzerrung der Modenprofile auf, die vermutlich auf die starken Inhomogenitäten des Entmagnetisierungsfeldes zurückzuführen sind. Mit steigender Kopplungsstärke weichen die Resonanzverläufe zunehmend von den ungestörten Dispersionen der Magnonen ab. Zudem nimmt die Komplexität der Identifikation der einzelnen Moden zu.

5.1.3 Interpretation anhand des störungstheoretischen Ansatzes

Es werden nun die experimentellen Resonanzlinienlagen mit den berechneten Resonanzlinienlagen des störungstheoretischen Ansatzes (GF-Modell, Abschnitt 2.2.2.1) verglichen und die aus der Anpassung bestimmten effektiven Streifenhöhen h_{eff} abschliessend zusammengefasst. Der Intensitätswechsel wird im GF-Modell qualitativ für die Proben wiedergegeben (exemplarisch in Abbildung 5.9 zur Probe *20nmPyOL*). Da dieser allerdings nicht im Vordergrund der Betrachtungen steht, wird an dieser Stelle von einem genaueren Vergleich der Intensitäten abgesehen.

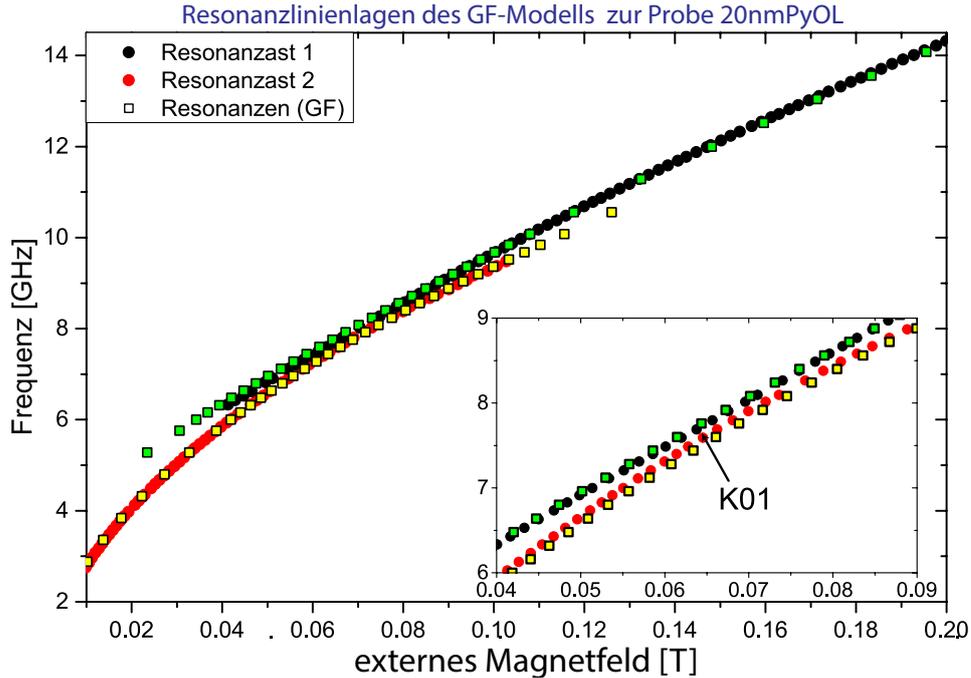


Abbildung 5.17: Resonanzlinienlagen der frequenzabhängige Messung entlang der schweren Richtung zur Probe *20nmPyOL* (farbige Punkte) im Vergleich mit dem GF-Modell (farbige Quadrate). Im Inset ist ein Teilbereich einer höher-aufgelösten Messung und Berechnung dargestellt. Die grünen Quadrate scheinen Resonanzast 1 und die gelben Quadrate Resonanzast 2 zu entsprechen. Die Fehlerbalken liegen innerhalb der Punktgröße

Der Vergleich der experimentellen Resonanzlinienlagen (Punkte) mit denen gemäß des GF-Modells (Quadrate) zur Probe *20nmPyOL* ist in Abbildung 5.17 dargestellt. Der Inset zeigt einen Teilbereich einer höher-aufgelösten FMR-Messung und höher-aufgelösten Berechnung anhand des GF-Modells, wobei die Achsenbeschriftung, wie auch für die weiteren Diagramme, identisch zu denen des Hauptdiagrammes ist. Die grünen Quadrate entsprechen dabei Resonanzast 1 und die gelben Quadrate Resonanzast 2. Die Abweichungen der Resonanzlinienlagen betragen hier maximal 3 mT und stimmen sehr gut auch um den vermiedenen Kreuzungspunkt K01 überein. Diese Probe wird demnach gut vom störungstheoretischen Ansatz erfasst, wenn eine effektive Streifenhöhe von $h_{eff} = 1$ nm angenommen wird. Dies steht im Gegensatz zu den mikromagnetischen Simulationen, die bei der gleichen Annahme einer effektiven Streifenhöhe von $h_{eff} = 1$ nm eine größere energetische Trennung der Resonanzäste aufweisen (Abbildung 5.10) und lässt demnach auf systematische Unterschiede der Modelle schliessen.

Der entsprechende Vergleich zur Probe *KIBM 5-1-1* ist in Abbildung 5.18 dargestellt. Die experimentellen Resonanzlinien sind erneut als farbige Punkte und die Resonanzlinienlagen des GF-Modells als farbige Quadrate dargestellt. Zur besseren Sichtbarkeit wurde jede zweite Resonanzlinienlage des GF-Modells ausgelassen und diese wie auch zuvor entsprechend ihrer vermutlichen Zuordnung zu den Resonanzästen koloriert.

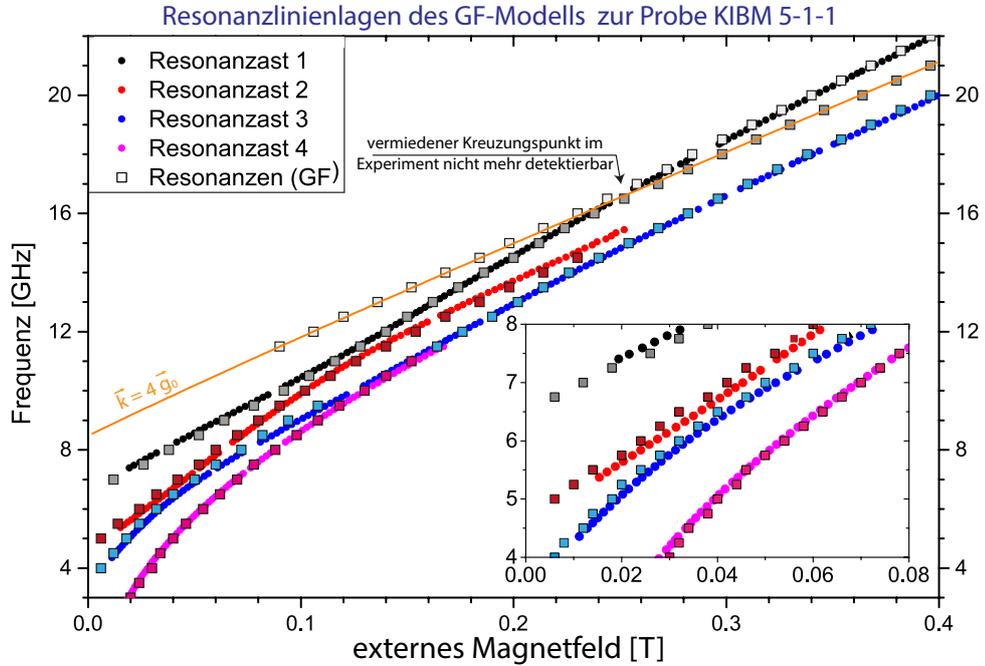


Abbildung 5.18: Resonanzlinienlagen der frequenzabhängige Messung entlang der schweren Richtung zur Probe *KIBM 5-1-1* (farbige Punkte) im Vergleich mit dem GF-Modell (farbige Quadrate). Im Inset ist ein Teilbereich dieser Messung zur besseren Übersicht vergrößert dargestellt. Zusätzlich ist die berechnete ungestörte Dispersionsrelation der Spinwelle mit $\vec{k} = 4\vec{g}_0$ (orange Linie) dargestellt. Die Fehlerbalken liegen innerhalb der Punktgröße

Der qualitative und größtenteils auch quantitative Verlauf der Äste wird gut im GF-Modell wiedergegeben und die Abweichungen der Resonanzlinienlagen betragen maximal 5 mT. Unterhalb von 8 GHz weisen Resonanzast 1 und 2 (schwarz und rot) die größten Abweichungen zum theoretischen Verlauf auf. Betrachtet man den höheren Frequenzbereich um 16 GHz wird dabei ein weiterer Kreuzungspunkt vom GF-Modell vorhergesagt. Dieser kann allerdings nicht mehr im Experiment detektiert werden. Der Verlauf des zusätzlichen Resonanzastes im GF-Modell (graue Quadrate) entspricht wahrscheinlich einer kreuzenden Spinwelle $\vec{k} = 4\vec{g}_0$ (orange Linie), da diese einen ähnlichen Resonanzverlauf aufweist. Wie in Abschnitt 5.1.2.1 erläutert, ist vermutlich der Frequenzbereich des Intensitätswechsels in diesen kreuzenden Ast mit der Spinwelle des Wellenvektors $\vec{k} = 4\vec{g}_0$ aufgrund der hohen Wellenvektordifferenz zu gering um experimentell noch aufgelöst zu werden. Betrachtet man die Resonanzäste 3 und 4 so scheint im GF-Modell (blaue und pinke Quadrate) wie auch zuvor bei den mikromagnetischen Simulationen (Abschnitt 5.1.2.1) entweder Resonanzast 3 für Frequenzen oberhalb 9 GHz zu Intensitätsschwach, um noch bestimmt werden zu können, oder ein Zusammenlaufen der Äste 3 und 4 beobachtbar. Dies macht eine Identifikation zweier getrennter Anregungen für Frequenzen oberhalb 9 GHz nicht mehr möglich. Die entsprechende Kolorierung des Astes oberhalb 9 GHz ist daher erneut nur

als Orientierungshilfe zu verstehen und spiegelt keine eindeutige Zuordnung wieder. Sieht man von dieser Abweichung ab, scheinen die Resonanzlinienlagen allerdings insgesamt gut vom GF-Modell zu dieser Probe wiedergegeben zu werden.

Abschliessend werden nun die Resonanzlinienlagen zur Probe *20nmPyUR* betrachtet. Diese Probe weist eine mittlere Störung und eine effektive Streifenhöhe anhand des GF-Modells von $h_{eff} = 3$ nm auf. Der entsprechende Vergleich mit dem GF-Modell ist in Abbildung 5.19 wie auch für die Proben zuvor dargestellt. Die Resonanzlinienlagen werden

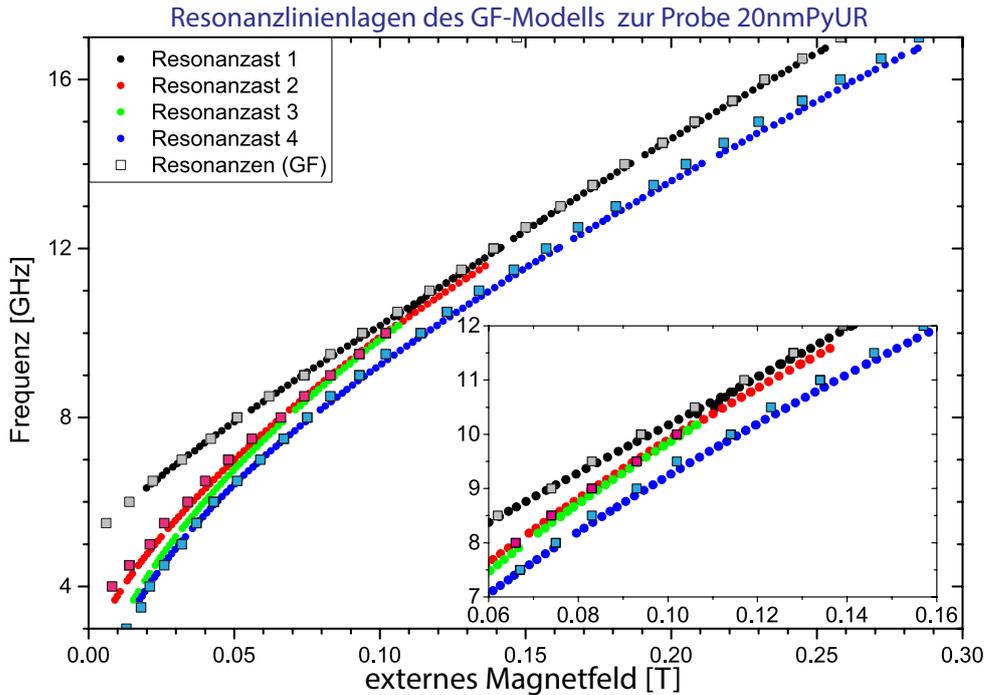


Abbildung 5.19: Resonanzlinienlagen der frequenzabhängige Messung entlang der schweren Richtung zur Probe *20nmPyUR* (farbige Punkte) im Vergleich mit dem GF-Modell (farbige Quadrate). Im Inset ist ein Teilbereich dieser Messung zur besseren Übersicht vergrößert dargestellt. Die Fehlerbalken liegen innerhalb der Punktgröße

erneut größtenteils quantitativ wiedergegeben und die Abweichungen der Resonanzfelder betragen maximal 6 mT. Dabei sind die größten Abweichungen für Resonanzast 4 (blau) bei hohen Frequenzen zu beobachten und der berechnete Resonanzverlauf liegt bei niedrigeren Resonanzfeldern. Eine an dieser Probe auftretende Besonderheit besteht in der experimentellen Detektion eines zusätzlichen Resonanzastes der von den drei unterschiedlichen Modellen nicht vorhergesagt wird (Resonanzast 3, grüne Punkte). Dieser wurde in Abschnitt 5.1.1.1 im Zusammenhang mit den gekoppelten Oszillatoren diskutiert und ist vermutlich auf einen unstrukturierten Filmbereich zurückzuführen, da dieser Intensitätsschwach ist, nur an dieser Probe detektiert wird und keine Abstoßung trotz der energetischen Nähe zu den verbleibenden Resonanzästen beobachtbar scheint.

Die Detektion mehrerer Resonanzlinienlagen in den hier gezeigten Messungen ist dabei von entscheidender Bedeutung für den störungstheoretischen Ansatz. Es kann nur dann die hier gezeigte Übereinstimmung der experimentellen Resonanzlinienlagen mit denen des GF-Modells festgestellt werden, wenn der dispersive Anteil der Kopplung gegeben durch „ F_R “ aus Gleichung 2.48 nicht vernachlässigt wird, da ansonsten nur eine einzelne Absorp-

tionslinie vom GF-Modell vorhergesagt wird. Es wird daher darauf geschlossen, dass auch zur Beschreibung schwach gestörter Systeme der dispersive Anteil der Kopplung im GF-Modell nicht vernachlässigt werden kann. Vorangegangene frequenzabhängige Messungen in schwerer Richtung an vergleichbaren Probensystemen [59] wurden im Gegensatz hierzu unter Vernachlässigung dieses Terms erklärt [75]¹, eine einzelne Absorptionslinie als uniforme Mode identifiziert und keine vermiedenen Kreuzungspunkte beobachtet. Infolge dessen wurde eine Linienbreitenüberhöhung dieser Mode beobachtet und als erhöhte Relaxation des Spin-Systems interpretiert. Dieser Unterschied ist vermutlich auf die sich stetig verbessernde Feld- und Signalaufösung und einen damit zusammenhängenden systematischen Fehler in der Auswertung der dort gesammelten Messdaten zurückzuführen. Die dafür wahrscheinlich verantwortlichen systematischen Fehlerquellen werden in Abschnitt A.9 erläutert und in Abschnitt A.10 des Anhangs im Zusammenhang mit den dort gesammelten Messdaten diskutiert. Die unter Berücksichtigung dieses Beitrages gefundene gute Übereinstimmung des GF-Modells mit den experimentellen Resonanzlinienlagen scheint eine Beschreibung der Systeme anhand dieses Modells zu rechtfertigen. Aufgrund dessen kann vermutet werden, dass die Abhängigkeiten der Magnon-Magnon-Kopplung (beispielsweise von der Wellenvektordifferenz) für die frequenzabhängigen Messungen entlang der schweren Richtung im GF-Modell gut erfasst werden. Diese Abhängigkeiten wurden in den zuverigen Argumentationen bereits mehrfach genutzt, um die Anteile der höheren Spinwellen in den Moden, aber auch die nicht mehr detektierbaren Kreuzungspunkte diskutieren zu können. Diese Argumentationsgrundlage stellt daher einen wichtigen Beitrag dieses Modelles zur Erklärung der Beobachtungen dar. Es wird vermutet, dass die noch vorhandenen Abweichungen zwischen dem GF-Modell und den experimentellen Daten zum einen auf einen noch nicht optimalen Parametersatz als auch die Abweichungen der Modellsystem zu den untersuchten Probensystemen zurückzuführen sein könnten. Aus der Anpassung dieses Modells wurden die effektiven Streifenhöhen aus Tabelle 5.3 bestimmt und sind dort zusammen mit den effektiven Streifenhöhen anhand der mikromagnetischen Simulationen aufgeführt.

Probe	20nmPyOL	20nmPyUR	KIBM 5-1-1
störungstheoretischer Ansatz (GF-Modell)			
h_{eff} [nm]	$1 \pm 10\%$	$3 \pm 25\%$	$6 \pm 25\%$
Mikromagnetische Simulation (OOMMF)			
h_{eff} [nm]	$1 \pm 70\%$	$1 \pm 25\%$	$3 \pm 25\%$

Tabelle 5.3: Anhand der Anpassungen ermittelte effektive Streifenhöhe h_{eff} anhand des GF-Modells und der mikromagnetischen Simulationen. Es sind deutliche Abweichungen erkennbar, sodass die effektive Streifenhöhe anhand der mikromagnetischen Simulationen im Vergleich zum GF-Modell reduziert ist.

Es scheint eine Systematik in den Unterschieden der Streifenhöhen aus den verschiedenen Modellen erkennbar. Zur Anpassung anhand der mikromagnetischen Simulationen ist die effektive Streifenhöhe für die beiden Proben *20nmPyUR* sowie *KIBM 5-1-1* um einen Faktor von in etwa zwei reduziert. Zur Probe *20nmPyOL* wurde die effektive Streifenhöhe zwar nicht verändert, zeigt allerdings auch eine größere Abweichung anhand der mikromagnetischen Simulationen als das hier vorgestellte GF-Modell zu den experimentellen Linienlagen auf. Dieser systematische Unterschied wird in Kapitel 5.3 diskutiert.

¹dort gegeben durch Γ^R in Gleichung (24)

5.1.3.1 Zusammenfassung

Aufgrund der guten Übereinstimmung des GF-Modells mit den experimentellen Resonanzlinienlagen scheint dieses Modell geeignet, die frequenzabhängigen Messungen in schwerer Richtung wiederzugeben und die Magnon-Magnon-Kopplung zu beschreiben. Dazu muss der dispersive Einfluss (gegeben durch F_R aus Gleichung 2.48) auch für schwach gestörte Systeme berücksichtigt werden und zeigt sich als nicht vernachlässigbar. Dabei ist der wesentliche Beitrag zur Interpretation der FMR-Messungen anhand dieses Modells durch die analytische Beschreibung der Kopplungsstärke und ihre Abhängigkeiten gegeben. Es wird zudem ein systematischer Unterschied in der effektiven Streifenhöhe h_{eff} im Vergleich mit der effektiven Streifenhöhe anhand der mikromagnetischen Simulationen beobachtet. Dies wird in Abschnitt 5.3 aufgegriffen.

5.1.4 Abschliessende Betrachtung

In den frequenzabhängigen Messungen werden einzelne voneinander getrennte Resonanzäste beobachtet. Diese stoßen sich um vermiedene Kreuzungspunkte voneinander ab und weisen dort einen Intensitätswechsel auf. Diese Beobachtungen werden anhand drei unterschiedlicher Modelle (Oszillator-Modell, GF-Modell, mikromagnetische Simulation) diskutiert und eine mögliche Interpretation entwickelt. Zunächst kann festgehalten werden, dass die Resonanzlinienlagen und deren Abstoßung in den frequenzabhängigen FMR-Messungen entlang der schweren Richtung insgesamt gut anhand dieser drei Modelle wiedergegeben werden (Abschnitte 5.1.1.1, 5.1.2.1, 5.1.3). Dies bestätigt die Bestimmung der magnetischen Parameter der untersuchten Proben durch diese Modelle. Diese wurden in Abschnitt 4.4 diskutiert und scheinen im Zusammenhang mit den entsprechenden Literaturwerten plausibel. Die Anpassungen der Messungen zeigen auf, dass im GF-Modell der Term F_R aus Gleichung 2.48 nicht vernachlässigt werden kann, um mehrere Resonanzäste und deren Resonanzlinienlagen wiederzugeben und entgegen zuvoriger Annahmen in der theoretischen Beschreibung auch der schwächer gestörten Systeme berücksichtigt werden muss.

Die Abstoßung der Resonanzäste scheint eine Folge der Magnon-Magnon-Kopplung zu sein und wird im Oszillator-Modell durch Kopplungskonstanten zwischen den Magnonen mit Wellenvektoren $\vec{k} = n\vec{g}_0$ der strukturierten Filme beschrieben. Anhand dieses Modells wurden die entsprechende Kopplungskonstanten in erster Näherung extrahiert (Abschnitt 5.1.1.1). Zu deren genaueren Bestimmung sollten zusätzliche Messungen an diesen Systemen der weiteren gekoppelten Magnonen energetisch entfernt von den Kreuzungspunkten durchgeführt werden. Hierzu kommen beispielsweise BLS-Messungen in Betracht. Dem GF-Modell zufolge ist die Abstoßung auf die Zeeman-Energie des Entmagnetisierungsfeldes mit den gekoppelten Magnonen der Wellenvektoren $\vec{k} = n\vec{g}_0$ zurückzuführen (Abschnitt 2.2.2.1). Diese Interpretation kann durch die Betrachtungen der mikromagnetischen Simulationen gestützt werden, da auch hier auf eine veränderte Zeeman-Energie in den einzelnen Anregungsästen geschlossen wird (Abschnitt 5.1.2.2). Für schwächer gestörte Systeme ist die Abstoßung der Resonanzäste in der Nähe der ungestörten Kreuzungspunkten der Magnonen am deutlichsten ausgeprägt. Diese nimmt mit steigender Kopplungsstärke beziehungsweise der effektiven Streifenhöhe h_{eff} in den Modellen zu und gemäß des GF-Modells mit steigender Wellenvektordifferenz der wechselwirkenden Magnonen ab. Die Betrachtungen deuten auf eine frequenzunabhängige Kopplung und auf die Bildung von Eigenmoden mit einem uniformen Anteil in den detektierten Resonanzästen hin. Bei diesen Eigenmoden scheint es sich um Mischungen der Magnonen mit Wellenvektoren $\vec{k} = n\vec{g}_0$

mit der uniformen Mode zu handeln. Diese Annahme wird durch das Oszillator-Modell und durch die Untersuchung der Modenprofile anhand der mikromagnetischen Simulationen bestärkt (Abschnitt 5.1.2.2 und 5.1.1.2). Anhand des Oszillator-Modells wird darüber hinaus vermutet, dass es sich bei diesen Eigenmoden um entweder gleichphasige oder gegenphasige Überlagerungen der Magnonen handelt und deren Energie von der Phasenlage der Magnonen zueinander abhängt. Die mikromagnetischen Simulationen scheinen im Einklang mit einer solchen Interpretation, da relative Phasenunterschiede der zur Mode beitragenden Spinwellen anhand der Modenprofile beobachtet werden. Eine genauere Bestimmung der Phasenlage anhand der mikromagnetischen Simulationen erfordert allerdings die Betrachtungen der vollen Zeitabhängigkeit dieser Modenprofile. Dies sollte daher in zukünftigen Arbeiten vertiefend anhand beider Modelle betrachtet werden, um diese Interpretation zu bestärken. Experimentell können hierzu die Dispersionen der weiteren Spinwellen des Systems mit $\vec{k} = n\vec{g}_0$ untersucht werden um festzustellen, ob in den hier detektierten Anregungsästen auch der Anteil dieser Spinwellen nachgewiesen werden kann.

Die Resonanzäste nähern sich mit zunehmender Entfernung zu den ungestörten Kreuzungspunkten ihren ungestörten Eigenfrequenzen und Eigenmoden an. Dies wird anhand des Oszillator-Modells geschlussfolgert (Abschnitt 2.2.2.2) und kann anhand der mikromagnetischen Simulationen untermauert werden, da eine solche Annäherung an die ungestörten Eigenmoden anhand der Modenprofile beobachtet wird (Abschnitt 5.1.2.2).

Um den Intensitätswechsel der Resonanzäste um die vermiedenen Kreuzungspunkte zu interpretieren wird im Oszillator-Modell angenommen, dass die bei einer Frequenz normierten FMR-Signalamplituden der Resonanzäste der normierten Amplitude des Oszillators U , der die uniforme Mode repräsentiert, in den Ästen entspricht. Der Intensitätswechsel ist dann auf eine Änderung des uniformen Anteils entlang der getrennten Eigenmoden um die vermiedenen Kreuzungspunkte zurückführbar. Ein solcher Intensitätswechsel wurde exemplarisch im Oszillator-Modell und im GF-Modell im Vergleich mit den experimentellen Signalintensitäten zur Probe *20nmPyOL* betrachtet und eine qualitative Übereinstimmung gefunden (Abschnitt 5.1.1.2).

Darüber hinaus werden von den mikromagnetischen Simulationen und dem GF-Modell weitere vermiedene Kreuzungspunkte vorhergesagt die im Experiment nicht mehr detektiert werden können (Abschnitt 5.1.2.1 und 5.1.3). Dies scheint durch die mit steigender Wellenvektordifferenz sinkende Kopplungsstärke und damit verringerte Abstoßung gemäß des GF-Modells und den verkleinerten Frequenzbereich des Intensitätswechsel mit sinkender Kopplung (Oszillator-Modell) plausibel, sodass diese experimentell nicht mehr aufgelöst werden können.

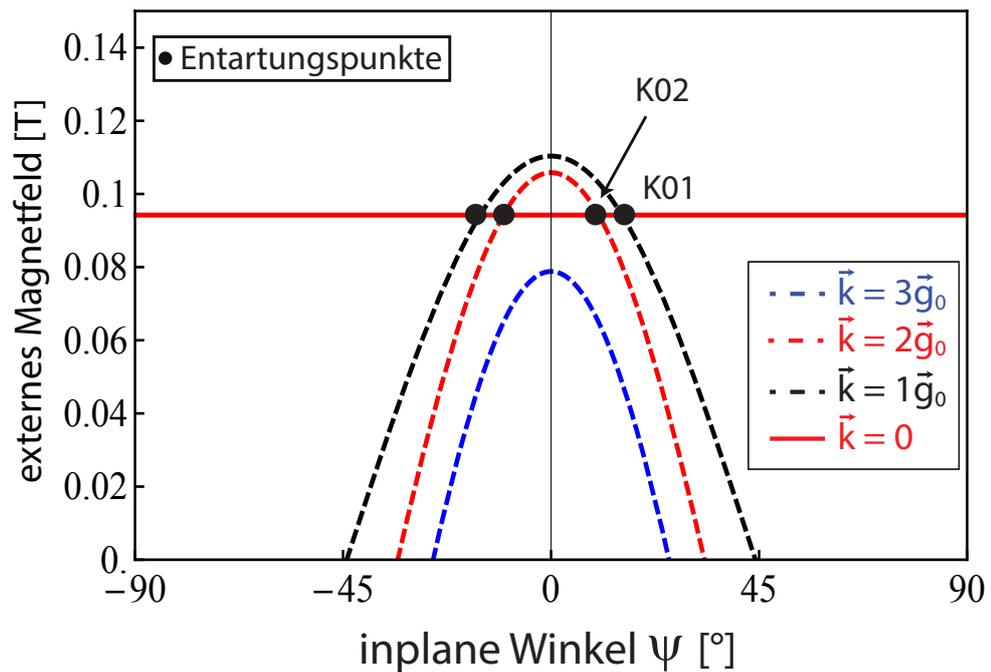
Als Besonderheit in der Bestimmung der Parameter der untersuchten Proben treten systematische Unterschiede in der Bestimmung der effektiven Streifenhöhe h_{eff} anhand der mikromagnetischen Simulationen und des GF-Modells auf (Abschnitt 5.1.3). Diese systematischen Unterschiede werden in Abschnitt 5.3 im Zusammenhang mit den unterschiedlichen Annahme der beiden Modelle und den strukturellen Untersuchungen der Probensysteme aufgegriffen.

5.2 Winkelabhängige FMR-Messungen

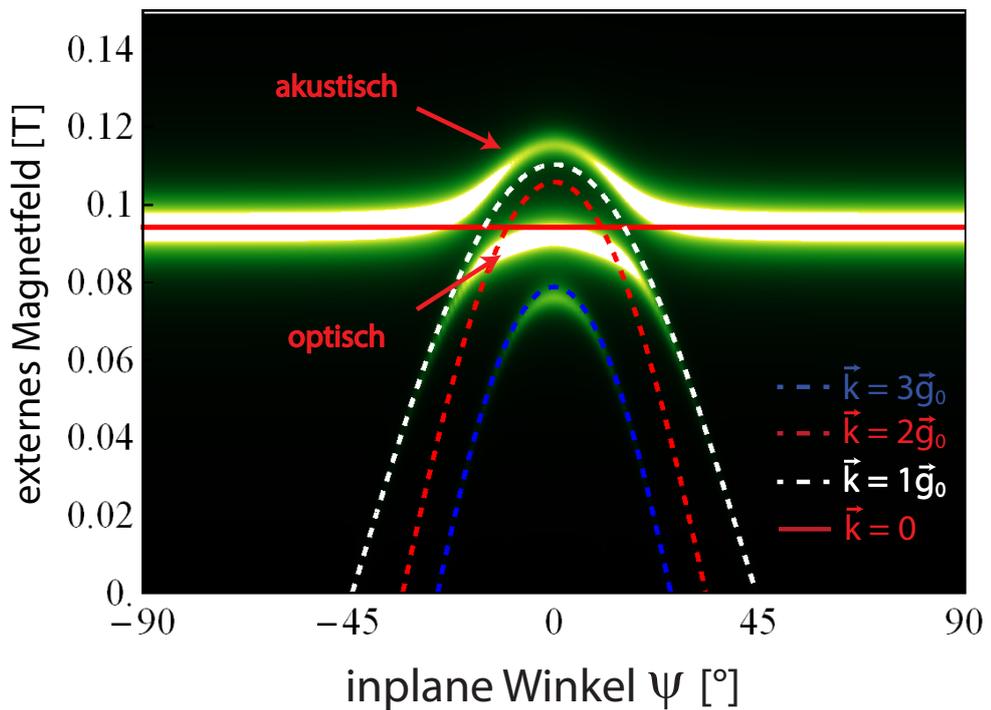
Im Folgenden werden die winkelabhängigen FMR-Messungen an den strukturierten $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Filmen betrachtet. Dabei widmet sich Abschnitt 5.2.1 zunächst den Gemeinsamkeiten und Unterschieden einer winkelabhängigen FMR-Messung, im Hinblick auf die in Abschnitt 5.1.1 - 5.1.4 vorgestellte mögliche Interpretation der Beobachtungen anhand der frequenzabhängigen FMR-Messungen. Anschliessend werden in Abschnitt 5.2.2 die experimentell bestimmten Resonanzlinienlagen mit denen der unterschiedlichen Modelle verglichen und die Ergebnisse in Abschnitt 5.2.3 zusammengefasst.

5.2.1 Vorbetrachtungen zu den winkelabhängigen FMR-Messungen

Die winkelabhängigen FMR-Messungen weisen eine ähnliche Charakteristik der Ausbildung mehrerer sich abstoßender Resonanzäste, sowie einen entsprechenden Intensitätswechsel zwischen diesen, wie die frequenzabhängigen FMR-Messungen in schwerer Richtung, auf. Die zu den frequenzabhängigen FMR-Messungen erläuterte Interpretation scheint aufgrund der gleichartigen Beobachtungen auf die winkelabhängigen FMR-Messungen übertragbar. Die bisherigen Betrachtungen deuten dabei auf die Bildung von Eigenmoden hin, die einer Überlagerung der uniformen Mode mit weiteren gekoppelten Magnonen der Wellenvektoren $\vec{k} = n\vec{g}_0$ entsprechen (Kapitel 5.1). Die Dispersionsrelation der Magnonen wird bei winkelabhängigen FMR-Messungen allerdings nicht anhand der Detektionsfrequenz, sondern bei konstanter Frequenz anhand des externen Magnetfeldwinkels Ψ verändert. Dabei wird unter Drehung der externen Magnetfeldrichtung die Magnetisierung parallel zu dieser mitgedreht und somit der Spinwellenwinkel $\varphi_k = -\Psi$ erhöht, da die koppelnden Magnonen immer in Richtung des Periodizitätsvektors \vec{g}_0 angenommen werden (Abschnitt 2.1.4.2). Abbildung 5.20 (a) zeigt hierzu die ungestörte Dispersionsrelation der koppelnden Magnonen (farbige Linien) mit den entsprechenden Kreuzungspunkten (schwarze Punkte, bezeichnet mit K_{ij}) bei einer winkelabhängigen Messung (Abschnitt 2.1.4.2). Erneut durchläuft die uniforme Mode im ungestörten Fall Kreuzungspunkte mit Magnonen der Wellenvektoren $\vec{k} = n\vec{g}_0$ bezeichnet mit K_{0j} . Dabei nimmt gemäß Abschnitt 2.1.4.2 der entsprechende Wellenvektor der kreuzenden Magnonen schnell mit steigendem Spinwellenwinkel ab. In Abbildung 5.20 (b) ist das anhand des GF-Modells berechnete FMR-Signal zusammen mit den ungestörten Dispersionsrelationen farbkodiert dargestellt. Es ist dort ebenfalls eine Abstoßung einzelner Resonanzäste, ein Intensitätswechsel zwischen diesen und eine Annäherung der Resonanzäste an die ungestörte Dispersion der koppelnden Magnonen mit zunehmender Entfernung zu den Kreuzungspunkten zu beobachten. Zum besseren Verständnis der Winkelabhängigkeiten ist allerdings zu beachten, dass Resonanzen bei höheren externen Magnetfeldern bei konstanter Frequenz, energetisch tiefer gelegenen Moden bei konstanten externen Magnetfeld entsprechen. Dies ist ersichtlich, wenn man beispielsweise die Resonanzlinienlagen der Frequenzabhängigkeiten betrachtet (Abbildung 5.1 (a), (b)). Die energetisch tiefer gelegenen Äste weisen bei konstanter Frequenz höhere Resonanzfeldern auf. Die als akustische Äste bzw. gleichphasige Überlagerungen der Magnonen interpretierten Resonanzäste liegen daher bei höheren Resonanzfeldern und umgekehrt für die optischen Äste bei niedrigeren Resonanzfeldern. Gemäß des GF-Modells nimmt die Kopplungsstärke mit zunehmendem Winkel der Magnetisierung aufgrund des kleiner werdenden Entmagnetisierungsfeldes H_z^{dem} ab ($\propto \cos^4 \Psi$) und lässt somit prinzipiell geringere Aufspaltungen und schärfere Intensitätswechsel an den vermiedenen Kreuzungspunkten erwarten.



(a) Ungestörte Dispersion für die durch das Entmagnetisierungsfeld gekoppelten Magnonen bei einer winkelabhängigen Messung (farbige Linien). Die uniforme Mode ist erneut an mehreren Punkten mit Magnonen der Wellenvektoren $\vec{k} = n \vec{g}_0$ entartet.



(b) Anhand des GF-Modells berechnete FMR-Signalamplitude (grün: große Amplitude, schwarz: kleine Amplitude). Wie auch bei der Frequenzabhängigkeit ist eine Aufspaltung des Signals in mehrere Äste und ein Intensitätswechsel um die ursprünglichen Kreuzungspunkte zu erkennen.

Abbildung 5.20: Ungestörte Dispersion der koppelnden Magnonen (a) und ihr Einfluss auf das detektierte FMR-Signal der uniformen Mode ($k = 0$) an den Kreuzungspunkten (b).

5.2.2 Vergleich der theoretischen Modelle mit den winkelabhängigen FMR-Messungen

Im Folgenden werden die Resonanzlinienlagen der winkelabhängigen FMR-Messungen an den strukturierten Filmen näher betrachtet und mit den unterschiedlichen Modellen verglichen. Die Graustufenplots der zugehörigen Messungen sind in Abbildung A.4 - A.6 in Abschnitt A.6 des Anhangs dargestellt. Es ist bei den winkelabhängigen FMR-Messungen zu beachten, dass der Parametersatz der untersuchten Proben bereits durch die frequenzabhängigen FMR-Messungen festgelegt ist (Abschnitt 4.3.3). Es scheint nicht sinnvoll die winkelabhängigen Messungen zur Anpassung der Probenparameter zu verwenden, da sich anhand dieser Messungen im Gegensatz zu den frequenzabhängigen Messungen systematische Abweichungen zwischen den experimentellen und theoretisch berechneten Resonanzlinienlagen zeigen. Zur Vermeidung unnötiger Redundanz wird an dieser Stelle nicht tiefer auf die Abstoßung und Intensitätswechsel eingegangen, sondern die wesentlichen Unterschiede zum Vergleich der theoretischen Modelle mit den winkelabhängigen Messungen betrachtet. Dazu werden exemplarisch die Proben *20nmPyOL* und *20nmPyUR* diskutiert. Der entsprechende Vergleich der Resonanzlinienlagen zur Probe *KIBM 5-1-1* ist im Anhang in Abschnitt A.6.1 zu finden. Zur besseren Orientierung sind in den folgenden Abbildungen die ungestörten Kreuzungspunkte $K0j$ (Abschnitt 2.1.4.2 der Magnonendispersion) zusammen mit der berechneten ungestörten Dispersionsrelationen der Magnonen mit dem Wellenvektor $\vec{k} = n \cdot \vec{g}_0$ (orange Linien) aufgetragen, da an den Kreuzungspunkte die größten Abstoßungen erwartet werden können.

Abhängigkeit der Kopplungsstärke vom inplane-Winkel Ψ im Oszillator-Modell

Zunächst wird das Modell der gekoppelten Oszillatoren im Zusammenhang mit der Winkelabhängigkeit zur Probe *20nmPyUR* betrachtet. Dabei wurden die ermittelten Resonanzlinienlage (farbige Punkte) zusammen mit denen des Oszillator-Modells (pinke und schwarze Quadrate) für unterschiedliche Abhängigkeiten der Kopplungsstärke mit dem externen Magnetfeldwinkel Ψ , als „inplane Winkel“ bezeichnet, in Abbildung 5.21 dargestellt. Zum Einen wurden die Kopplungskonstanten mit $\cos^4(\Psi)$ gemäß des Zusammenhanges im GF-Modell (schwarze Quadrate) und zum Anderen mit $\cos^2(\Psi)$ (pinke Quadrate) entsprechend der Abhängigkeit der statischen Zeeman-Energie mit dem Entmagnetisierungsfeld H_z^{dem} skaliert.

In dieser Messung scheint eine geringe uni-axiale Anisotropie von ≈ 2 mT beobachtbar, sodass die Resonanzfelder des Resonanzastes 1 (grüne Punkte) bei einem inplane Winkel von 45° und -45° um einen Betrag von ≈ 1 mT voneinander abweichen. Dies hängt wahrscheinlich mit der veränderten Positionierung der Probe im Resonator unter Drehung des Probenhalters zusammen, da durch die Positionsänderung die Frequenz des Resonators geringfügig verändert wird und somit die entsprechenden Resonanzfelder verschiebt. Im folgenden Vergleich mit dem Oszillator-Modell ist zu beachten, dass die y-Achse der Darstellung nur einen kleinen Feldbereich zwischen 75 und 125 mT abbildet und die absoluten Abweichungen maximal 8 mT betragen. Die Übereinstimmung der Resonanzlinienlagen ist damit in Bezug auf den absoluten Fehler noch als gut einzuschätzen. Insbesondere stimmen diese für die schwere Richtung ($\Psi = 0^\circ$) und mit Annäherung zur leichten Richtung ($\Psi = 90^\circ$) gut überein. Die berechneten Resonanzverläufe weisen allerdings einen qualitativ unterschiedlichen Resonanzverlauf in Abhängigkeit vom externen Magnetfeldwinkel Ψ auf. So wird beispielsweise Resonanzast 1 (grün) zwar in schwerer und leichter Rich-

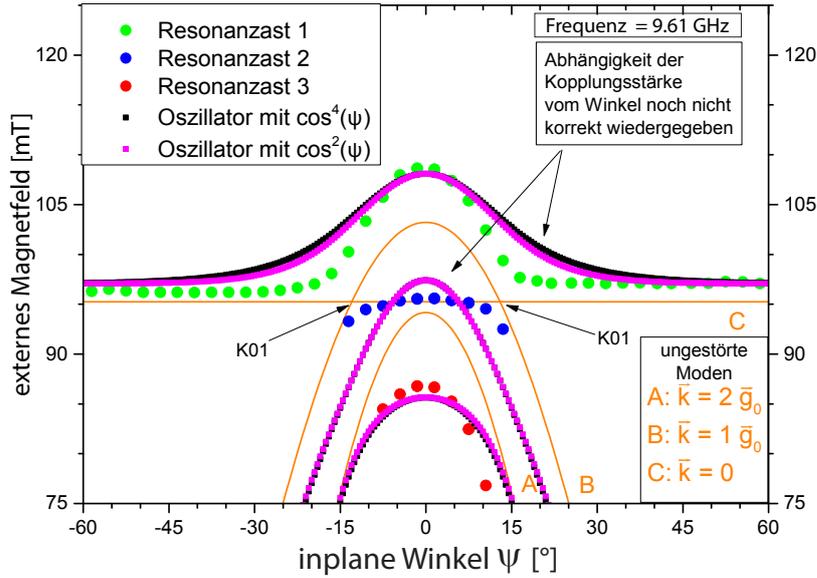


Abbildung 5.21: Vergleich des gekoppelten Oszillator-Modells mit der Winkelabhängigkeit zur Probe 20nmPyUR. Hierbei wurden unterschiedliche Abhängigkeiten der Kopplungsstärke mit dem externen Magnetfeldwinkel Ψ einmal zu $\cos^4 \Psi$ (schwarze Quadrate) und zu $\cos^2 \Psi$ (magentafarbene Quadrate) angenommen. Die Detektionsfrequenz der Messung ist dabei in der rechts oberen Ecke angegeben und beträgt 9.61 GHz. Zusätzlich sind die berechneten ungestörten Dispersionen der koppelnden Magnonen (orange Linien A-C) im Diagramm dargestellt. Die Fehlerbalken liegen innerhalb der Punktgröße

tung gut wiedergegeben, die theoretischen Resonanzlinienlagen (schwarz und pink) fallen allerdings schwächer mit einem zunehmendem Winkel für beide Ansätze der Kopplungsstärkeabhängigkeiten zu niedrigeren Resonanzfeldern ab. Diese Abweichung ist besonders gut in einem Winkelbereich um $10 - 25^\circ$ beobachtbar. Bezogen auf die theoretischen Resonanzverläufe des Oszillator-Modells, weist dagegen Resonanzast 2 (blau) eine schwächere Abhängigkeit von diesem Winkel auf. Resonanzast 3 (rot) wird im Vergleich am besten wiedergegeben. Die Abweichungen sind demnach unterschiedlicher Art für die einzelnen Äste und hängen vermutlich mit dem Ansatz der Kopplungsstärke für die Zwischenrichtungen zusammen. Dabei konnte noch keine geeignete Funktion für diese Abhängigkeit der Kopplungsstärke vom Winkel gefunden werden, sodass von einer weiteren Auswertung anhand des Oszillator-Modells (beispielsweise der Kopplungsstärken) für die winkelabhängigen FMR-Messung abgesehen wird. Wie später noch gezeigt wird, weisen die Resonanzverläufe gemäß des GF-Modells einen qualitativ ähnlichen Verlauf zu denen des Oszillator-Modells mit der Skalierung $\cos^4 \Psi$ auf.

Vergleiche zur Probe 20nmPyOL

Es wird nun die am schwächsten gestörte Probe 20nmPyOL betrachtet. In Abbildung 5.22 sind die experimentellen Resonanzfelder (Punkte) mit denen der mikromagnetischen Simulationen (Quadratrahmen) und des GF-Modells (Punkte mit schwarzem Rand) zum Vergleich dargestellt.

Aufgrund der frequenzabhängigen Messung zu dieser Probe kann angenommen werden, dass hier eine Kopplung zwischen einer Spinwelle mit einem Wellenvektor $\vec{k} = \vec{g}_0$ und der

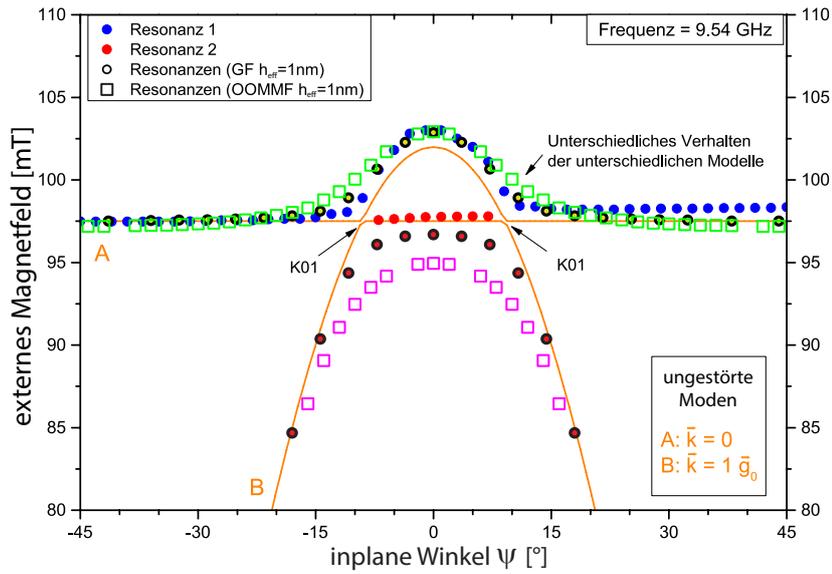


Abbildung 5.22: Winkelabhängigkeit zur Probe 20nmPyOL. Die experimentellen Resonanzlinienlagen (farbige Punkte) sind zusammen mit denen der mikromagnetischen Simulationen (OOMMF, farbige Quadratrahmen) und des GF-Modells (farbige Punkte mit Rand) aufgetragen. Zusätzlich sind die berechneten ungestörten Dispersionsen der koppelnden Magnonen (orange Linien A und B) im Diagramm dargestellt. Die Fehlerbalken der experimentellen Linienlagen liegen innerhalb der Punktgröße

uniformen Mode vorliegt. Desweiteren mischen diese in Resonanzast 1 (höhere Felder entsprechend niedrigeren Energien) akustisch und in Resonanzast 2 optisch miteinander. In dieser Messung scheint ebenfalls eine geringe uni-axiale Anisotropie von ≈ 3 mT beobachtbar. Die Resonanzfelder des Resonanzastes 1 (blaue Punkte) weichen bei einem inplane Winkel von 45° und -45° um einen Betrag von ≈ 2 mT voneinander ab. Wahrscheinlich ist die Anisotropie wie auch zur Probe 20nmPyUR diskutiert wurde auf eine Positionsänderung der Probe im Resonator unter Drehung zurückzuführen. Vergleicht man die experimentellen Resonanzlinienlagen mit den berechneten Resonanzlinienlagen der beiden Modelle weisen diese geringe absolute Abweichungen von < 7 mT auf. Allerdings sind erneut qualitativ unterschiedliche Resonanzverläufe beobachtbar. Insbesondere der Resonanzverlauf des Resonanzastes 2 (rot) wird dabei nicht korrekt von den Modellen wiedergegeben. Dieser weist experimentell nahezu keine Abhängigkeit vom externen Magnetfeldwinkel auf, während eine solche deutlich anhand des GF-Modells (rote Punkte mit Rand) und der mikromagnetischen Simulationen (pinke Quadratrahmen) beobachtbar ist. Resonanzast 1 (blau) weist dagegen, wie auch zuvor Resonanzast 1 zur Probe 20nmPyUR im Vergleich mit dem Oszillator-Modell, eine stärkere Abhängigkeit vom inplane Winkel auf, als dies von den theoretischen Modellen vorhergesagt wird. Desweiteren ist die schon bei der Frequenzabhängigkeit zu dieser Probe erwähnte größere Abstoßung der berechneten Resonanzäste anhand der mikromagnetischen Simulationen (im Vergleich mit dem Experiment und dem GF-Modell) um den Punkt K01 zu beobachten. Daher kann anhand dieser Winkelabhängigkeit ebenfalls vermutet werden, dass die effektive Streifenhöhe von 1nm in den mikromagnetischen Simulationen zur besseren Übereinstimmung der Resonanzlinienlagen weiter reduziert werden muss, da dies zu einer geringeren Abstoßung führt. Die Resonanzlinienlagen des GF-Modells von ebenfalls einer effektiven Streifenhöhe von 1 nm (grüne Punkte

mit Rand) weisen einen, den mikromagnetischen Simulationen ähnlichen, Resonanzverlauf auf. Allerdings zeigen diese geringere absolute Abweichungen zu den experimentellen Resonanzlinienlagen und eine reduzierte Abstoßung im Vergleich mit der mikromagnetischen Simulation.

Vergleiche zur Probe 20nmPyUR

Abschliessend wird die Winkelabhängigkeit zur Probe 20nmPyUR im Vergleich mit dem GF-Modell und den mikromagnetischen Simulationen betrachtet. Der entsprechende Vergleich mit dem Oszillator-Modell wurde in Abbildung 5.21 dargestellt und im Zusammenhang mit der Abhängigkeit der Kopplungsstärke vom Winkel diskutiert. Wie dort bereits erläutert, wird an dieser Probe eine uni-axiale Anisotropie von ≈ 2 mT beobachtet. Der Vergleich der experimentellen Resonanzlinienlagen (Punkte) mit denen der mikromagnetischen Simulationen (Quadrate) und des GF-Modells (Punkte mit Rand) ist in Abbildung 5.23 gezeigt. Zur besseren Übersichtlichkeit wurden bei einer unübersichtlich großen Anhäufung von den errechneten Resonanzpositionen Datenpunkte ausgelassen.

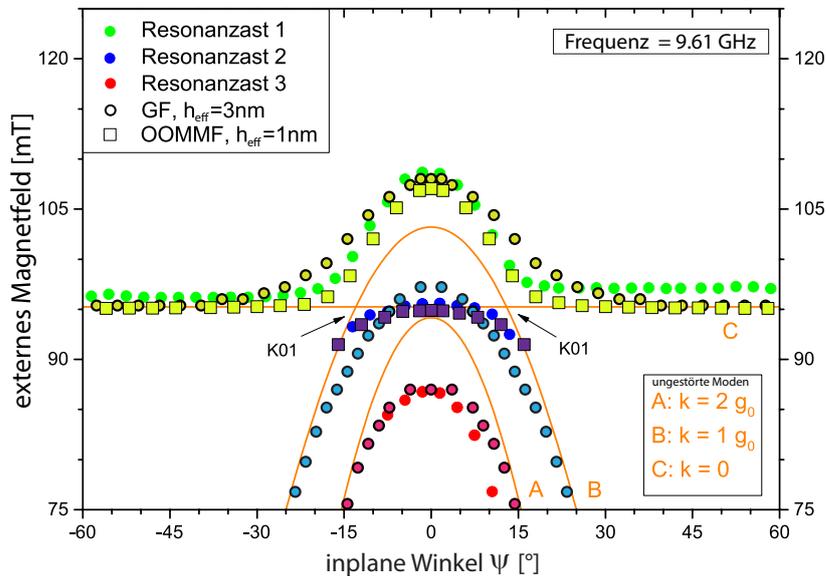


Abbildung 5.23: Winkelabhängigkeit zur Probe 20nmPyUR. Die experimentellen Resonanzlinienlagen (farbige Punkte) sind zusammen mit denen der mikromagnetischen Simulationen (OOMMF, farbige Quadrate) und des GF-Modells (farbige Punkte mit Rand) aufgetragen. Zusätzlich sind die berechneten ungestörten Dispersionen der koppelnden Magnonen (orange Linien A-C) im Diagramm dargestellt. Die Fehlerbalken der experimentellen Linienlagen liegen innerhalb der Punktgröße

Erneut ist ein kleiner Feldbereich von 75 mT bis 125 mT dargestellt. Vergleicht man zunächst die Resonanzlinienlagen des GF-Modells mit dem Experiment, so zeigt sich ein ähnliches Verhalten der Abweichungen wie die des Oszillator-Modells (Abbildung 5.21). Erneut fällt der experimentell ermittelte Resonanzast 1 (grün) stärker mit zunehmendem Winkel des externen Magnetfeldes zu niedrigeren Resonanzfeldern ab, während ein umgekehrtes Verhalten für Resonanzast 2 beobachtet werden kann. Resonanzast 3 wird anhand des GF-Modells am besten wiedergegeben. Auch hier sind also unterschiedliche Abweichungen der Resonanzlinienlagen für die einzelnen Resonanzäste erkennbar. Widmet man sich

nun dem entsprechenden Vergleich mit den mikromagnetischen Simulationen so werden die Resonanzlinienlagen weitaus besser wiedergegeben und zeigen eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Experiment und Simulation. Dabei ist jedoch Resonanzast 3 in den mikromagnetischen Simulationen nicht mehr zu bestimmen, sodass hierüber keine Aussage getroffen werden kann. Dies hängt wahrscheinlich mit der Simulationsmethodik im Vergleich mit der konventionellen Resonatortechnik zusammen. In den Simulationen wird zur Berechnung der Einzelspektren die transversale Auslenkung in Richtung der Schichtdicke als eine zum FMR-Signal proportionale Größe betrachtet (Abschnitt 2.2.3). Es kann jedoch vermutet werden, dass in FMR-Messungen anhand der konventionellen Resonatortechnik nicht alleinig diese Komponente der Auslenkung als dissipierte Leistung bzw. Reduktion der Resonatorgüte detektiert wird. Dadurch ändert sich die Proportionalitätskonstante beispielsweise mit dem externen Magnetfeld für die Signalintensitäten. Wahrscheinlich führt dies zur experimentellen Detektion des Resonanzastes 3, während dieser in der Simulation nicht mehr beobachtet werden kann. Insgesamt kann hier allerdings eine sehr gute Übereinstimmung der simulierten Resonanzlinienlagen mit den experimentell bestimmten festgehalten werden.

5.2.3 Zusammenfassung

Anhand der winkelabhängigen FMR-Messungen lässt sich eine Abstoßung einzelner Resonanzäste und ein Intensitätswechsel zwischen diesen, ähnlich denen der frequenzabhängigen FMR-Messungen in schwerer Richtung, beobachten. Die bisherigen Betrachtungen deuten darauf hin, dass diese Beobachtungen im Zusammenhang mit der in Abschnitt 5.1.3.1 vorgestellten Interpretation zu den frequenzabhängigen Messungen betrachtet werden können, wonach solche Eigenmoden als Resonanzen detektiert werden, die einer Überlagerung der uniformen Mode mit dazu gekoppelten Magnonen der Wellenvektoren $\vec{k} = n\vec{g}_0$ entsprechen. Die experimentell bestimmten Resonanzlinienlagen der winkelabhängigen FMR-Messungen werden in Bezug auf die absoluten Abweichungen der berechneten Resonanzlinienlagen anhand der unterschiedlichen Modelle gut wiedergegeben. Betrachtet man diese jedoch im Hinblick auf den Resonanzverlauf der einzelnen Äste, lassen sich qualitative Unterschiede zwischen den Modellen und dem Experiment feststellen. Die Abweichungen sind dabei zu den unterschiedlichen Resonanzäste verschieden und an allen untersuchten Proben zu beobachten. Dies scheint dahe auf systematische Fehler in den Modellbeschreibungen hinzudeuten. Im Oszillator-Modell sind diese Abweichungen vermutlich auf eine noch nicht korrekte Abhängigkeit der Kopplungsstärke vom Winkel des externen Magnetfeldes zurückzuführen. Die Ableitung einer geeigneten Funktion steht allerdings noch aus. Nach Ansicht des Autors geben die mikromagnetischen Simulationen den Verlauf der experimentellen Resonanzäste im Vergleich mit den anderen Modellen am besten wieder. Anhand der winkelabhängigen FMR-Messungen kann, wie auch für die frequenzabhängigen FMR-Messungen in schwerer Richtung, ein systematischer Unterschied in der bestimmten effektiven Streifenhöhe h_{eff} anhand des GF-Modells und der mikromagnetischen Simulationen für alle Proben festgestellt werden. Die Unterschiede in der effektiven Streifenhöhe und der Winkelabhängigkeit der Resonanzlinienlagen werden daher im folgenden Abschnitt 5.3 aufgegriffen und mögliche Ursachen dieser Abweichungen diskutiert.

5.3 Systematische Unterschiede

In den winkelabhängigen sowie frequenzabhängigen FMR-Messungen zeigen sich systematische Unterschiede zwischen den experimentellen Messdaten und den theoretischen Modellen (Abschnitt 5.1.3.1 und 5.2.3). Diese betreffen die effektive Streifenhöhe h_{eff} und die Abhängigkeit der Resonanzlinienlagen mit dem externen Magnetfeldwinkel. Zum entsprechenden Vergleich wurden in Tabelle 5.4 die unterschiedlichen effektiven Streifenhöhen mit denen der strukturellen Untersuchungen zusammen aufgeführt. Dabei muss die effektive Streifenhöhe h_{eff} zwischen dem GF-Modell und den mikromagnetischen Simulationen in etwa um einen Faktor 2 reduziert werden, um den Verlauf der experimentellen Resonanzlinienlagen wiederzugeben. Zur Probe *20nmPyOL* wurde diese zwar in beiden Modellen zu $h_{eff} = 1$ nm angenommen, die mikromagnetisch simulierten Resonanzlinienlagen weisen allerdings eine stärkere Abstoßung (Abbildung 5.22 und 5.10) der simulierten Resonanzäste auf, sodass auf eine notwendige Reduktion der effektiven Streifenhöhe geschlossen werden kann. Welches dieser beiden Modelle dabei die tatsächliche Streifenhöhe der Proben besser beschreibt kann nur anhand der strukturellen Untersuchungen abgeschätzt werden. Die Art der Proben scheint allerdings keine genauen Rückschlüsse auf die systematischen Einflüsse der eher als „ausgeschmiert“ angenommenen Streifenränder durch Cr-Implantation (*KIBM 5-1-1*), der trapezförmigen Streifen (*20nmPyUR*) oder der nicht beobachteten langreichweitigen periodischen Oberflächenkorrugation (*20nmPyOL*) zuzulassen. Probe *20nmPyUR* kommt vermutlich aufgrund der zu dieser Probe am genauesten bestimmten Streifenhöhe h am ehesten zum Vergleich mit der theoretisch angenommen effektiven Streifenhöhe in Betracht (Kapitel 3.1). Der Einfluss der veränderten Streifenform wird anhand des berechneten Entmagnetisierungsfeldes abgeschätzt und lässt nur eine geringfügige Reduktion der bestimmten Streifenhöhe von $h = 5.3$ nm vermuten. Somit wäre die anhand des GF-Modells bestimmte effektive Streifenhöhe von $h_{eff} = 3$ nm näher am experimentell ermittelten Wert. Dies scheint allerdings durch die bessere Übereinstimmung der mikromagnetischen Simulation mit der winkelabhängigen Messung zu dieser Probe kontraindiziert (Abbildung 5.23).

Vergleich der Streifenhöhen			
Probe	20nmPyOL	20nmPyUR	KIBM 5-1-1
strukturelle Untersuchung			
h [nm]	$1.4 \pm 70\%$	$5.3 \pm 10\%$	$4 \pm 50\%$
störungstheoretischer Ansatz (GF-Modell)			
h_{eff} [nm]	$1 \pm 10\%$	$3 \pm 25\%$	$6 \pm 25\%$
Mikromagnetische Simulation (OOMMF)			
h_{eff} [nm]	$1 \pm 70\%$	$1 \pm 25\%$	$3 \pm 25\%$

Tabelle 5.4: Vergleich der effektiven Streifenhöhe h_{eff} aus der Anpassung der unterschiedlichen Modelle mit der Streifenhöhe h aus der strukturellen Untersuchung. Es sind deutliche Abweichungen erkennbar.

Zukünftige Untersuchungen sollten sich daher an einer verbesserten Herstellung der Probensysteme und möglichst genauer Bestimmung der Streifenhöhe orientieren. Vermutlich können dadurch die systematischen Abweichungen einem der theoretischen Modelle zugeschrieben und die Weiterentwicklung dieser Ansätze positiv beeinflusst werden.

Es werden nun aufgrund der systematischen Abweichungen zwischen den mikromagnetischen Simulationen und dem GF-Modell, zunächst deren Grundannahmen miteinander verglichen, um anschliessend eine mögliche Erklärung für die Unterschiede in der effektiven Streifenhöhe und des Resonanzverlaufes bei einer Winkelabhängigkeit diskutieren zu können. Es kann für externe Magnetfelder > 25 mT für die hier betrachteten Systeme von einer homogenen Magnetisierung wie sie im GF-Modell vorausgesetzt wird ausgegangen werden. Dies konnte anhand mikromagnetischer Simulationen der Systeme bestätigt werden. Zusätzlich weisen die Modenprofile, auch unter Anregung der Magnetisierung, eine im Rahmen der Simulationsgenauigkeit stets konstante transversale Auslenkung in Richtung der Schichtdicke (y -Richtung) auf. Dies ist in Abbildung 5.24 für ein Modenprofil in der xz -Ebene anhand der transversalen Auslenkung my zu der am stärksten gestörten Probe *KIBM 5-1-1* gezeigt. Der Streifen an der Oberfläche des Filmes ist dabei mittig um $z = 0$ und zwischen $z = -60$ nm und $z = 60$ nm sowie $y = 27$ nm und $y = 30$ nm angeordnet. Neben den Streifen ist keine Magnetisierung vorhanden, sodass dort keine transversale Auslenkung existiert und dort die ermittelte Auslenkung null beträgt. Die Variation der transversalen Auslenkung entlang der y -Richtung scheint in sehr guter Näherung vernachlässigbar und liegt innerhalb des Diskretisierungsrauschens der Simulation.

Diese beiden Annahmen des GF-Modells können daher vermutlich als Ursache der Abweichungen zwischen den Modellen ausgeschlossen werden. Darüber hinaus sind die nach den beiden Modellen berechneten statischen Entmagnetisierungsfelder in guter Übereinstimmung zueinander (Kapitel 2.2.1.2). Auch dies scheint demnach als mögliche Erklärung der Abweichung ausgeschlossen werden zu können. Eine mögliche Ursache der Abweichung könnte jedoch über den Einfluss der dynamischen Entmagnetisierungsfelder und die damit verbundene zusätzliche Magnon-Magnon-Kopplung gegeben sein. Diese Kopplung wird im störungstheoretischen Ansatz über die Zeeman-Energie mit dem Entmagnetisierungsfeld berücksichtigt und stark genähert, während eine solche Näherung in den mikromagnetischen Simulationen nicht notwendig ist. Dabei wird das Entmagnetisierungsfeld im GF-Modell zur Näherung als statisch angenommen und dynamischen Entmagnetisierungsfelder aufgrund der transversalen Auslenkung vernachlässigt. Es wird daher vermutet, dass

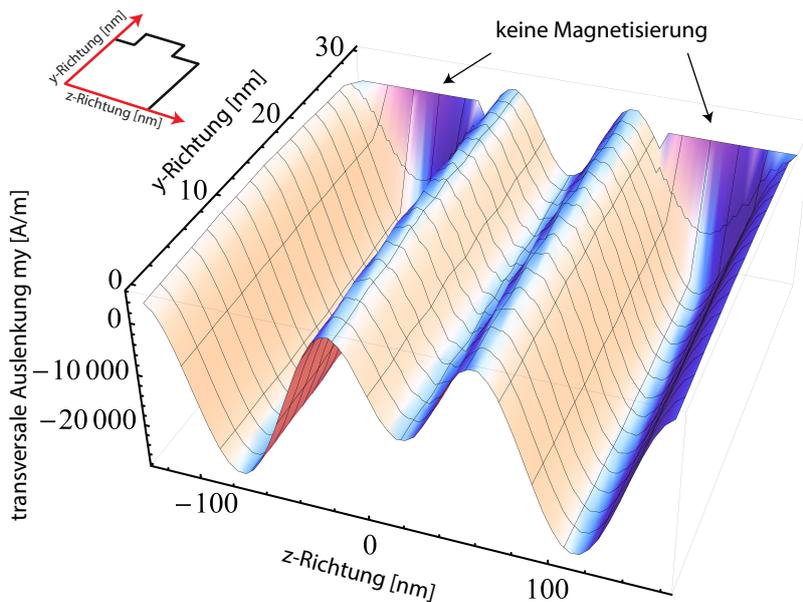


Abbildung 5.24:

Transversale Auslenkung my anhand einer Simulation zu der am stärksten gestörten Probe *KIBM 5-1-1* in der yz -Ebene bei einem externen Magnetfeld von 115 mT und einer Frequenz von 11 GHz. Die Variation der transversalen Auslenkung entlang der y -Richtung liegt innerhalb des Diskretisierungsrauschens der Simulation.

im GF-Modell die vernachlässigten weiteren in der transversalen Magnetisierung quadratischen Terme beachtet werden müssen, die die Kopplung durch die dynamischen Entmagnetisierungsfelder wiedergeben. Dies scheint durch die stärkere Abstoßung bzw. damit verbundene Kopplungsstärke in den mikromagnetischen Simulationen, wenn die effektive Streifenhöhe nicht reduziert wird, plausibel, sodass eventuell zusätzliche Kopplungsbeiträge im GF-Modell unberücksichtigt bleiben und dort eine geringere Abstoßung bei gleicher effektiver Streifenhöhe beobachtet wird (beispielsweise zur Probe *20nmPyOL*, Abbildung 5.17 und 5.10). Darüber hinaus weisen diese zusätzlichen Kopplungsbeiträge mit hoher Wahrscheinlichkeit eine veränderte Abhängigkeit vom externen Magnetfeldwinkel auf. Dies ist beispielsweise für die leichte Richtung ($\Psi = 90^\circ$) ersichtlich, wenn die transversale Auslenkung in der Filmebene und ihre dynamischen Entmagnetisierungsfelder betrachtet werden. Während dort die statischen Entmagnetisierungsfelder verschwinden, werden durch transversale Auslenkungen in Richtung der Streifenkanten (z-Richtung) dynamische Entmagnetisierungsfelder der gleichen Form, wie der durch die statische Magnetisierung in schwerer Richtung erzeugt. Die erzeugten dynamischen Entmagnetisierungsfelder \vec{h}^{dem} sind zwar deutlich schwächer als die statischen Entmagnetisierungsfelder, diese tragen allerdings direkt zur Zeeman-Energie der transversalen Auslenkung bei $\vec{h}^{dem} \cdot \vec{m}$, wodurch sich erneut ein in der transversalen Magnetisierung quadratischer und damit vermutlich zu berücksichtigender Kopplungsbeitrag ergibt. Für die anhand der FMR-Messungen detektierte uniforme Mode lägen die auf diese Weise gekoppelten Spinwellen allerdings energetisch zu weit von der uniformen Mode entfernt, um merklich mit dieser zu wechselwirken (Abbildung 5.20). Aus diesem Grund wird in der leichten Richtung keine veränderte Resonanzlinienlage erwartet. Die gute Anpassbarkeit der Resonanzlinienlagen der frequenzabhängigen Messungen in leichter Richtung scheinen die Vernachlässigbarkeit eines solchen Einflusses in leichter Richtung zu bestätigen. Der andere Grenzfall ist durch die Orientierung des Magnetfeldes bzw. der statischen Magnetisierung in schwerer Richtung ($\Psi = 0^\circ$) gegeben. Hier erzeugen die transversalen Auslenkungen keine zusätzlichen Entmagnetisierungsfelder in Richtung der Periodizität, da in deren Richtung keine Grenzflächen existieren.² Von der leichten Richtung ausgehend, nimmt demzufolge unter gradueller Drehung der Magnetisierung (bzw. des externen Magnetfeldes) das dynamische Entmagnetisierungsfeld der transversalen Auslenkungen ab, jedoch die energetische Nähe der zur uniformen Mode gekoppelten Magnonen zu (Abbildung 5.20). Es kann daher vermutet werden, dass sich die Kopplungscharakteristik für die Winkelabhängigkeit durch diese gegenläufigen Effekte unter Berücksichtigung dieser neuen Terme ändert.

Diese Vermutung liesse sich voraussichtlich durch ein Brillouin-Licht-Streuung-Experiment in leichter Richtung experimentell anhand der Detektion von Spinwellen entlang der Streifenperiodizität untersuchen und somit möglicherweise bestätigen. Dazu könnte beispielsweise die Dispersion der Spinwelle mit $\vec{k} = \vec{g}_0/2$ und $\varphi_k = \pi/2$ betrachtet werden, während das Magnetfeld in leichter Richtung angelegt ist (Damon-Eshbach-Geometrie). Diese Spinwelle würde dann vermutlich durch die dynamischen Entmagnetisierungsfelder an die Spinwelle mit $\vec{k} = -\vec{g}_0/2$ aufgrund der Wellenvektordifferenz von \vec{g}_0 gekoppelt. Da diese beiden Spinwellen im ungestörten Fall energetisch entartet sind, kann durch die zusätzliche Kopplung eine Aufspaltung in zwei Resonanzäste vermutet werden, wie sie hier für die uniforme Mode betrachtet wurde. Eventuell liesse sich dann eine solche Aufspaltung experimentell bestätigen und somit der Einfluss der dynamischen Entmagnetisierungsfelder zur Kopplung nachweisen.

²Im Rahmen der quadratischen Näherung.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Zusammenfassung

Es wurden periodisch strukturierte $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Filme auf $\text{SiO}_2/\text{Si}(001)$ mittels der Ferromagnetischen Resonanz (FMR) winkel- sowie frequenzabhängig untersucht. Zur Interpretation der FMR-Messungen an diesen Systemen wurde ein störungstheoretischer Ansatz nach R. Gallardo [15], mikromagnetische Simulationen anhand der Software OOMMF [16] und ein in dieser Arbeit entwickeltes Modell, basierend auf gekoppelten Oszillatoren, verwendet. Die oberflächenkorrigierten $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Filme ergeben die derzeit beste Kongruenz zu den Modellsystemen.

Für die frequenzabhängigen FMR-Messungen konnte insgesamt eine gute Übereinstimmung der experimentellen und theoretischen Resonanzlinienlagen für alle drei Modelle gefunden werden. Die Anpassungen der Resonanzlinienlagen zeigen auf, dass im GF-Modell der dispersive Einfluss der Magnon-Magnon-Kopplung gegeben durch F_R aus Gleichung 2.48 nicht vernachlässigt werden kann, um die hier vorgestellten Messungen wiederzugeben und in der theoretischen Beschreibung, auch schwach gestörter Systeme, berücksichtigt werden muss. Die Betrachtungen deuten auf folgende mögliche Interpretation der dynamischen Anregungen dieser Systeme hin:

- Durch die Strukturierung wird ein zusätzliches periodisches Entmagnetisierungsfeld hervorgerufen, dessen Zeeman-Energie mit den magnetischen Anregungen zu einer Magnon-Magnon-Kopplung zwischen Magnonen einer Wellenvektordifferenz $\vec{k} - \vec{k}' = n \vec{g}_0$ führt (n ganzzahlig).
- Aufgrund dieser Kopplung wird die Entartung zwischen den gekoppelten Magnonen aufgehoben und führt zur Bildung veränderter Eigenmoden. In FMR-Experimenten werden nur solche Eigenmoden als Resonanzäste detektiert, die einen uniformen Anteil der dynamischen Auslenkung der Magnetisierung \vec{m} besitzen. Bei diesen Resonanzästen handelt es sich um eine gemeinsame Anregung der uniformen Mode mit zu dieser gekoppelten Magnonen der Wellenvektoren $\vec{k} = n \vec{g}_0$. Diese Eigenmoden stoßen sich aufgrund der Kopplung an vermiedenen Kreuzungspunkten voneinander ab. Mit zunehmender Entfernung zu den vermiedenen Kreuzungspunkten nähern sich die Eigenmoden den ungestörten magnonischen Anregungen an.
- Die dynamischen Auslenkungen der gekoppelten Magnonen überlagern sich in den Eigenmoden entweder gegenphasig oder gleichphasig zueinander. Deren uniformer Anteil an der Eigenmode hängt von der energetischen Entfernung zur ungestörten Dispersionsrelation der uniformen Mode und damit des externen Magnetfeldes bzw. der Frequenz ab. Diese Abhängigkeit ist als Intensitätswechsel in den FMR-Messungen zu beobachten.

Für den Fall der schweren Richtung (Magnetisierung entlang der Periodizität) wurden die Kopplungskonstanten für die zu den Eigenmoden beitragenden Magnonen in erster Näherung anhand des Oszillator-Modells bestimmt (Tabelle 6.1).

Kopplungskonstanten anhand des Oszillator-Modells			
Kopplungskonstanten	20nmPyOL	20nmPyUR	KIBM 5-1-1
$K_{0,1}$ [MHz]	$67 \pm 15\%$	$200 \pm 60\%$	$550 \pm 80\%$
$K_{0,2}$ [MHz]	-	$100 \pm 60\%$	$150 \pm 80\%$
$K_{0,3}$ [MHz]	-	-	$200 \pm 80\%$
$K_{1,2}$ [MHz]	-	$50 \pm 60\%$	$100 \pm 80\%$
$K_{1,3}$ [MHz]	-	-	$100 \pm 80\%$
$K_{2,3}$ [MHz]	-	-	$450 \pm 80\%$

Tabelle 6.1: Magnon-Magnon-Kopplungsstärke im Oszillator-Modell. Die Kopplungskonstanten $K_{i,j}$ beschreiben eine Kopplung zwischen Magnonen mit den Wellenvektoren $\vec{k} = i\vec{g}_0$ und $\vec{k} = j\vec{g}_0$. Zu den Proben 20nmPyUR sowie KIBM 5-1-1 werden diese aufgrund der Fehlerbalken auf ganzzahlige Werte gerundet.

Darüber hinaus konnten für die verschiedenen Proben unter Anderem der g-Faktor g , die effektive Magnetisierung M_{eff} , der Gilbert-Dämpfungsparameter α_G , die Spinwellensteifigkeit D und die effektiven Streifenhöhen bestimmt werden (Tabelle 6.2). Die effektive Streifenhöhe gemäß der mikromagnetischen Simulationen muss dabei um einen Faktor ≈ 2 zur effektiven Streifenhöhe anhand des GF-Modells reduziert werden, um die experimentell ermittelten Resonanzlinienlagen wiederzugeben. Zusätzlich wurden weitere systematische Unterschiede im Vergleich der experimentellen Resonanzlinienlagen der winkelabhängigen FMR-Messungen mit denen der theoretischen Modellen aufgezeigt. Als mögliche Ursache wurden im GF-Modell vernachlässigte Anteile der Zeeman-Energie des Entmagnetisierungsfeldes mit den dynamischen Auslenkungen der Magnetisierung näher erläutert und die Annahmen des GF-Modells diskutiert. Die mikromagnetischen Simulationen geben dabei nach Ansicht des Autors die Resonanzlinienlagen für die winkelabhängigen Messungen am besten wieder.

Probenparameter der untersuchten Systeme				
	20nmPyOL	20nmPyUR	KIBM 5-1-1	Einheit
g	$2.13 \pm 10\%$	$2.13 \pm 10\%$	$2.10 \pm 20\%$	-
M_{eff}	$773 \pm 10\%$	$789 \pm 10\%$	$795 \pm 20\%$	[kA/m]
α_G	$7.55 \pm 15\%$	$6.34 \pm 15\%$	$6.5 \pm 15\%$	$\cdot 10^{-3}$
D	$312 \pm 10\%$	$252 \pm 20\%$	$262 \pm 15\%$	[meVÅ ²]
h_{eff} (GF-Modell)	$1 \pm 10\%$	$3 \pm 25\%$	$6 \pm 25\%$	[nm]
h_{eff} (OOMMF)	$1 \pm 70\%$	$1 \pm 25\%$	$3 \pm 25\%$	[nm]

Tabelle 6.2: Parameter der Proben 20nmPyOL, 20nmPyUR, sowie KIBM 5-1-1 aus der Anpassung der frequenzabhängigen FMR-Messungen anhand der unterschiedlichen Modelle.

Ausblick

Eigenmoden und Magnon-Magnon-Kopplung Um experimentell zu prüfen, ob es sich bei den Eigenmoden um Überlagerungen der uniformen Mode mit den dazu gekoppelten Spinwellen handelt, können zukünftig Brillouin-Licht-Streuung-Experimente durchgeführt werden. Hierzu sollten die weiteren Spinwellen mit Wellenvektoren $\vec{k} = n\vec{g}_0$ in den hier detektierten Eigenmoden gemessen werden, um deren Anteil an der Eigenmode nachzuweisen. Zusätzlich können diese Eigenmoden zukünftig vertiefend anhand der mikromagnetischen Simulationen und des Oszillator-Modells analysiert werden, um ein erweitertes Verständnis der Phasenlagen der beitragenden Magnonen in Abhängigkeit der einzelnen Kopplungsstärken zu entwickeln.

Um die Interpretation des Intensitätswechsels weiter zu bestärken, sollten die FMR-Signalintensitäten um die weiteren Kreuzungspunkte der hier betrachteten Proben Im Zusammenhang mit dem Oszillator-Modell und dem GF-Modell betrachtet werden.

Die anhand des Oszillator-Modells näherungsweise bestimmten Kopplungskonstanten können vermutlich durch zusätzliche komplementäre Messungen der gekoppelten Magnonen energetisch entfernt von der ungestörten Dispersion der uniformen Mode, beispielsweise durch ein Brillouin-Licht-Streuung-Experiment, genauer bestimmt werden. Dadurch wird deren ungestörte Energieabhängigkeit näher bestimmt und somit die freien Parameter zur Anpassung des Oszillator-Modells an die experimentellen Resonanzlinienlagen reduziert.

Systematischen Unterschiede Zur Klärung der Frage welches der Modelle die Streifenhöhe der strukturierten Systeme besser beschreibt sollten sich zukünftige Untersuchungen an einer optimierten Herstellung der oberflächenkorrigierten Probensysteme und anschliessend möglichst genauen Bestimmung der Streifenhöhe orientieren. Vermutlich können dadurch die systematischen Abweichungen in der Bestimmung der effektiven Streifenhöhe einem der theoretischen Modelle zugeschrieben und die Weiterentwicklung dieser Ansätze positiv beeinflusst werden. Darüber hinaus kann voraussichtlich experimentell geprüft werden, ob im GF-Modell die Kopplungsbeiträge der dynamischen Entmagnetisierungsfelder zusätzlich berücksichtigt werden müssen. Hierzu sollte zu den hier untersuchten Proben die Dispersionsrelation der Spinwelle mit $\vec{k} = \vec{g}_0/2$ in leichter Richtung der Magnetisierung vermessen werden. Können die Kopplungsbeiträge der dynamischen Entmagnetisierungsfelder nicht vernachlässigt werden, wird eine Aufspaltung dieser Spinwelle in mehrere Resonanzäste erwartet. Im Oszillator-Modell können sich zukünftige Arbeiten mit der Findung einer korrekten Abhängigkeit der Kopplungsstärke vom Winkel des externen Magnetfeldes beschäftigen. Kann eine solche Abhängigkeit im Vergleich mit den experimentellen Resonanzlinienlagen einer winkelabhängigen FMR-Messung gefunden werden, bietet dies im Idealfall eine Orientierungshilfe für weitere Theorien oder führt auf eine phänomenologischen Beschreibung der Kopplungsstärken im Oszillator-Modell.

Strukturierungsmöglichkeiten Zukünftig können weitere Strukturierungsmöglichkeiten und deren Einflüsse auf die Magnetisierungsdynamik untersucht werden. Nach Ansicht des Autors stellt dabei zunächst die graduelle Erhöhung der Streifenhöhe ein interessantes Gebiet dar, da diese Systeme sich mit zunehmender Streifenhöhe den stärker gestörten magnonischen Kristallen annähern und somit deutlichere Effekte auf die Bandstruktur und Eigenmoden vermuten lassen. Eventuell könnte dies zu einem besseren Verständnis magnonischer Kristalle führen. Erste Erweiterungen des GF-Modells ermöglichen die Berechnung der Dispersionsrelation der periodisch strukturierten dünner Filme und weisen auf Bandlücken in diesen Systemen hin. Es scheint interessant zukünftige Experimente zu entwickeln, in denen periodische Entmagnetisierungsfelder und damit deren Einfluss auf die magnetischen Eigenschaften wie die Bandlücken und Kopplungsstärken gezielt kontrolliert werden können. Darüber hinaus können unterschiedliche Strukturelemente an der Oberfläche der magnetischen Filme, aperiodische oder zweidimensional gestörte Systeme betrachtet werden, um die Kenntnisse über den Einfluss der Strukturierungen auf die magnetischen Anregungen zu erweitern.

Dissipative Magnon-Magnon-Kopplung Während die Resonanzlinienlagen und Intensitäten der Absorptionslinien der magnetischen Anregungen den Betrachtungen zufolge im Zusammenhang mit dem dispersiven Anteil der Magnon-Magnon-Kopplung stehen, werden deren Linienbreiten mit den dissipativen Prozessen der Magnetisierungsdynamik in Verbindung gebracht. Neben den in dieser Arbeit diskutierten Resonanzlinienlagen sind zusätzlich die entsprechenden Linienbreiten anhand der FMR-Messungen bestimmt worden und anhand der mikromagnetischen Simulationen und dem GF-Modell extrahierbar. Der zusätzliche dissipative Anteil der Kopplung scheint daher in zukünftigen Arbeiten anhand der hier vorgestellten Modelle untersucht werden zu können. Dabei deuten erste Betrachtungen auf bisher unverstandene und theoretisch noch nicht erfasste Abhängigkeiten der Linienbreite von der Frequenz hin. Dies erfordert vermutlich die Weiterentwicklung der bisherigen Theorien, um den dissipativen Einfluss der Kopplung beziehungsweise die detektierten Linienbreiten interpretieren zu können. Eventuell können daher zukünftige Untersuchungen zu neuen Erkenntnissen über den Einfluss einer Strukturierung auf die Magnetisierungsdynamik und deren Relaxation führen.

A Anhang

A.1 Weitere Modelle zur Berechnung des Entmagnetisierungsfeld

In diesem Abschnitt werden die weiteren Modelle zur Berechnung des Entmagnetisierungsfeldes bezeichnet mit „Ortsraum-Methode“ und „OOMMF-Methode“ näher vorgestellt.

„Ortsraum-Methode“ Dieser analytische Ansatz wird mit „Ortsraum-Methode“ bezeichnet und besteht in der Berechnung des Entmagnetisierungsfeldes eines Quaders. Das Entmagnetisierungsfeld eines Streifens ergibt sich dann aus dem Grenzfall, dass eine Dimension des Quaders gegen unendlich geht. Das Entmagnetisierungsfeld der periodischen Streifenanordnung wird anschliessend aus den einzelnen Streifenbeiträge zusammengesetzt. Im Folgenden werden die entsprechenden Quaderdimensionen mit h, w und L bezeichnet und das Koordinatensystem aus Abbildung A.1 verwendet, wobei \vec{M} nun als homogen und parallel zu der Abmessung w und somit \vec{z} angenommen wird. Dabei genügt die Berechnung des Entmagnetisierungsfeldes entlang einer Hauptrichtung des Quaders beliebiger Abmessung um den Entmagnetisierungstensor durch anschliessende Vertauschung der Quaderabmessungen zu erhalten. Es folgt dann nach Gleichung 2.23 für das entsprechende Potential ϕ_{dem} :

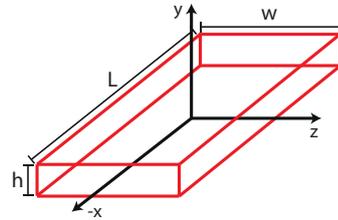


Abbildung A.1: Das zur Berechnung des Entmagnetisierungstensors eines Quaders benutzte Koordinatensystem nach der „Ortsraum-Methode“.

$$\phi_{dem}(\vec{r}') = \int_{\partial V_S} dA \frac{\vec{n} \cdot \vec{M}}{|\vec{r}' - \vec{r}|} = M_z \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \frac{dx dy}{\sqrt{(x' - x)^2 + (y' - y)^2 + (z' - z)^2}} \Big|_{z=\pm \frac{w}{2}} \quad (\text{A.1})$$

Die Integration erfolgt also über die vom Vorzeichen her unterschiedlich „geladenen“ Flächen des Quaders einmal bei $z = \frac{w}{2}$ sowie bei $z = -\frac{w}{2}$. Um nun eine Spalte des Entmagnetisierungstensors zu berechnen bestimmt man zuerst das erzeugte Feld H^{dem} , also den Gradienten von ϕ_{dem} , und teilt das Ergebnis durch den Betrag der Magnetisierung nach der Definition aus Gleichung 2.24. Hier wird nur das Diagonalelement N_{zz} betrachtet, da dieses wie später in Abschnitt 2.2.2.1 beschrieben wird den relevanten Einfluss der periodischen Streifenanordnung darstellt. Führt man die entsprechenden Berechnungen aus, so erhält man letztlich für das Entmagnetisierungstensorelement eines Quaders $N_{zz}^{einzeln}(\vec{r}')$, [76]:

Da die Magnetisierung als parallel zur z -Richtung angenommen wurde, benötigt man also für das Diagonalelement N_{zz} die Ableitung in z -Richtung des Potentials, sodass folgt:

$$N_{zz}(r') = \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} \frac{(z' - z) dx dy}{((x' - x)^2 + (y' - y)^2 + (z' - z)^2)^{\frac{3}{2}}} \Big|_{z=\pm\frac{w}{2}} \quad (\text{A.2})$$

Nach der Integration über y ergibt sich:

$$N_{zz}(r') = \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} \frac{(z' - z) dx}{(x' - x)^2 + (z' - z)^2} \left(\frac{-(y' - y)}{((x' - x)^2 + (y' - y)^2 + (z' - z)^2)^{\frac{1}{2}}} \Big|_{y=\pm\frac{h}{2}} \right) \Big|_{z=\pm\frac{w}{2}} \quad (\text{A.3})$$

Das Integral muss nun also über 4 sich strukturell sehr ähnliche Einzelterme geführt werden für dessen Berechnung folgender Zusammenhang sehr nützlich ist:

$$\frac{a}{(x' - x)^2 + a^2} \frac{b}{((x - x')^2 + b^2 + a^2)^{\frac{1}{2}}} = \frac{d}{dx} \text{ArcCot} \left(\frac{\sqrt{(x' - x)^2 + a^2 + b^2} a}{(x' - x) b} \right) \quad (\text{A.4})$$

Identifiziert man noch $a = (z' - z)$, $b = (y' - y)$, und $c = (x' - x)$ so verbleiben letztlich 8 Terme zur Berechnung des Entmagnetisierungstensorelementes:

$$N_{zz}^{\text{einzel}}(r') = \sum_{a,b,c} \text{ArcCot} \left(\sqrt{a^2 + b^2 + c^2} \frac{a}{bc} \right) \quad \text{mit} \quad \begin{cases} a = (\pm z' - \frac{w}{2}) \\ b = (\pm y' - \frac{h}{2}) \\ c = (\pm x' - \frac{L}{2}) \end{cases} \quad (\text{A.5})$$

Hierbei wurde das wechselnde Vorzeichen der Integrationsgrenzen zum Schluss auf die gestrichenen Koordinaten übertragen um vorzeichenunabhängige Terme in der Summe zu erhalten. Nun werden die entsprechenden Streifendimensionen der untersuchten Systeme zur Berechnung eines Streifenbeitrages verwendet. Dabei weist deren Länge L zu den anderen Streifendimensionen ein großes Aspektverhältnis von $\approx 10^6$ auf, sodass alternativ auch das Argument der „ArcCot“-Funktion beispielsweise für $c \rightarrow \infty$ zu a/b reduziert werden kann und liefert identische Resultate. Zur Berechnung der Komponente N_{zz} der Streifenanordnung werden nun wie zuvor erläutert die Beiträge mehrere Streifen superpositioniert: Befindet man sich auf halber Höhe der Streifen $y' = 0$, ist aus Symmetriegründen lediglich eine z -Komponente des Magnetfeldes vorhanden und für unendliche lange Streifen von x' unabhängig, sodass es genügt $N_{zz}(z')$ zu betrachten.

$$H_z^{\text{dem}} = -M_z N_{zz}(r) = -M_z \sum_k N_{zz}^{\text{einzel}}(z - k a_0) \quad (\text{A.6})$$

a_0 bezeichnet die Periodizität der Streifenanordnung in z -Richtung und k ist eine Ganzzahl. Zur Berechnung muss anschliessend die Summe ab einer Streifenanzahl abgeschnitten werden, sodass ab einer gewissen Entfernung der Einfluss der weiteren Streifen nicht mehr berücksichtigt wird. Zur Berechnung des Entmagnetisierungsfeldes wurden dabei 400 Streifen im periodischen Abstand zueinander berücksichtigt.

„OOMMF-Methode“ Ein zusätzlicher Ansatz zur Berechnung der Streu- bzw. Entmagnetisierungsfelder eines magnetischen Körpers stellen dabei numerische Simulationen dar. Diese werden in Kapitel 2.2.3 genauer erläutert und ermöglichen anhand eines in magnetische Zellen diskretisierten Systems die Entmagnetisierungsfelder anhand der einzelnen Dipolfelder der Zellen zu berechnen. Der wesentliche Unterschied der oben vorgestellten analytischen Methoden ist dabei dadurch gegeben, dass die Voraussetzung einer homogenen Magnetisierung nicht benötigt wird, sondern eine lokale Reorientierung der Magnetisierung erlaubt. Dabei wurde ein externes Feld von 30 mT entlang der z-Richtung angelegt. Diese Methode wird als „OOMMF-Methode“ bezeichnet und in Abschnitt 2.2.1.1 mit den analytischen Ansätzen verglichen.

A.2 Notationen zum störungstheoretischen Ansatz

Hier wird eine kurze Auflistung der verwendeten Notation im störungstheoretischen Ansatz gegeben, da diese den Lesefluss nur unnötig behindert hätte. Leider scheint zur Zeit ein Verweis auf die Notation zu diesem theoretischen Modell nicht möglich, da dieses noch nicht veröffentlicht wurde. Zur Berechnung der FMR-Signalintensitäten bei der Messfrequenz ω wurde folgende Spektralfunktion $S_{xx}(\omega)$ verwendet:

$$S_{xx}(\omega) = \frac{\gamma M_s (\gamma H_y(k=0) - i \alpha_G \omega)}{\omega^2(k=0) - \omega^2 - F_R - i(\alpha_G \gamma \omega (H_x(k=0) + H_y(k=0)) + F_I)} \quad (\text{A.7})$$

mit den Teilformeln, wobei $g_q = q \cdot \frac{2\pi}{a_0}$ den reziproken Periodizitätsvektor in z-Richtung darstellt:

$$H_x(k) = H + 4\pi M_s \left(1 - \frac{1 - \text{Exp}(-|k|d)}{|k|d} \right) \sin^2(\varphi_k) + D k^2 \quad (\text{A.8})$$

$$H_y(k) = H + 4\pi M_s + H_s - 4\pi M_s \left(1 - \frac{1 - \text{Exp}(-|k|d)}{|k|d} \right) \sin^2(\varphi_k) + D k^2 \quad (\text{A.9})$$

$$F_I = \gamma^2 M_s^2 \sum_q \Gamma_q^2 \frac{(\gamma^2 (H_x(0)^2 + H_y(0)^2) + 2\omega^2) \Lambda(\vec{g}_q) - 2\Lambda_0 (\omega^2(\vec{g}_q) - \omega^2)}{(\omega^2(\vec{g}_q) - \omega^2)^2 + \Lambda^2(\vec{g}_q)} \quad (\text{A.10})$$

$$F_R = \gamma^2 M_s^2 \sum_q \Gamma_q^2 \frac{(\gamma^2 (H_x(0)^2 + H_y(0)^2) + 2\omega^2) (\omega(\vec{g}_q)^2 - \omega^2) + 2\Lambda_0 \Lambda(\vec{g}_q)}{(\omega^2(\vec{g}_q) - \omega^2)^2 + \Lambda^2(\vec{g}_q)} \quad (\text{A.11})$$

$$\Gamma_q = \frac{\pi \hbar}{i M_s} C_q \frac{1 - \exp(-|\vec{g}_q|d)}{|\vec{g}_q|d} \cos \Psi \quad (\text{A.12})$$

$$C_q = \frac{2 M'}{i a_0} \sin g_q \frac{w}{2} \quad \text{mit} \quad M' = M \cos \Psi \quad (\text{A.13})$$

$$\Lambda(\vec{k}) = \alpha_G \gamma \omega(\vec{k}) (H_x(\vec{k}) + H_y(\vec{k})) \quad (\text{A.14})$$

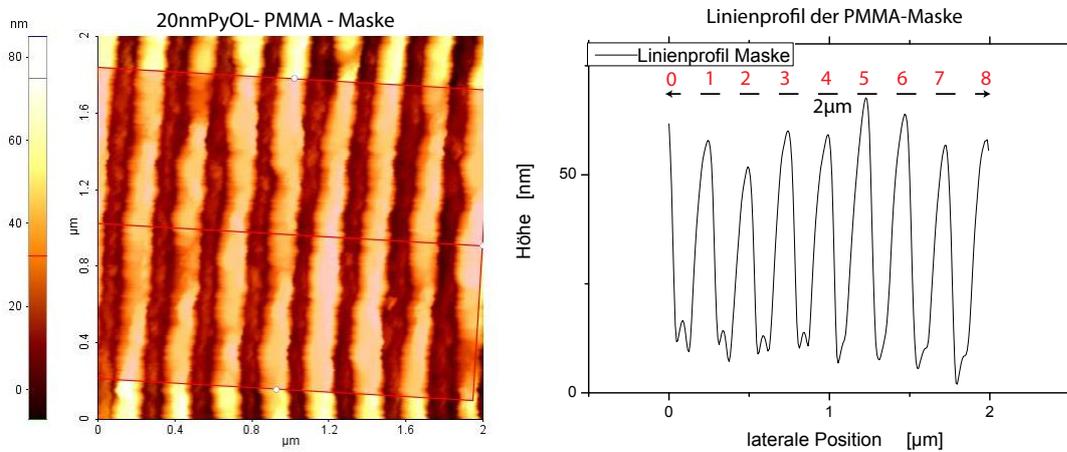
$$\Lambda_0 = \Lambda(\vec{k} = 0) \quad (\text{A.15})$$

$$\omega(k) = \gamma \sqrt{H_x H_y} \quad (\text{A.16})$$

Mit der Notation:

Ψ :	inplane Winkel	\vec{k} :	Wellenvektor der Magnonen
\vec{M} :	Magnetisierungsvektor	\vec{M}_s :	Sättigungsmagnetisierung
φ_k :	Spinwellenwinkel zwischen \vec{k} und \vec{M}	\vec{H} :	externes Magnetfeld
H_s :	internes Feld einer Oberflächenanisotropie	d :	Schichtdicke des Filmes
D :	Spinwellensteifigkeit		

A.3 AFM-Messung an 20nmPyOL



(a) 2D-Höhenprofil der PMMA-Maske von Probe 20nmPyOL (b) Entsprechendes Linienprofil des rot markierten Bereiches aus (a). Dabei zeigt sich auf einen Scanbereich von $2\mu\text{m}$ eine Periodizität von $250\text{nm} \pm 15\%$.

Abbildung A.2: AFM-Messungen der PMMA-Maske an der Oberfläche der Probe 20nmPyOL zum Nachweis der Periodizität der Maske. In (a) ist ein 2D-Höhenprofil und in (b) ein über den in Abbildung (a) rot gefärbten Bereich gemittelt Linienprofil mit einer Periodizität von $250\text{nm} \pm 15\%$ zu sehen.

A.4 Prozessparameter zur Herstellung

Aufwachsen mittels ESV

- Basisdruck: $p_b = 10^{-10}$ mbar
- Druck während des Aufdampfens: $p_a = 10^{-9}$ mbar
- Temperatur der Probe: $T_{Probe} =$ Zimmertemperatur
- Aufwachsrate: $r_{growth} = 0.1 \text{ \AA/s}$
- Hersteller des Verdampfers: Telemark USA
- Filamentstrom, $I_{Fil} = 35$ mA
- Beschleunigungsspannung, $V_{acc} = 7$ keV

Polymethyl Methacrylat - Maske

- Bezeichnung: 950PMMA K6
- Schleuderrate: $r_{schleuder} = 4000$ U/min
- Dauer des Aufschleuderns: $t_{schleuder} = 45$ s
- Nominelle Dicke der Maske: $d_{PMMA} = 375$ nm
- Tempern: 10min bei 150°C

Ionenstrahlätzen

- Firma: Roth & Rau Modell: IonSys500
- Eingesetzte Ionen: Ar-Ionen
- Ätzzeit: 22 Sekunden
- Leistung: 300 W
- Strahlstrom: 295 mA
- Ätzrate: 12nm/min
- Beschleunigungsspannung: 1 kV
- Neutralisatorstrom (Ar-Atome): 200 mA
- Ionenstromdichte: 650 - 640 $\mu\text{A}/\text{cm}^2$
- Einfallswinkel: 3°
- Rotationsrate: 10 U/min
- Temperatur: 25°C
- He-Rückseitenkühlung mit einem Druck von 2mbar

A.5 Winkelabhängige FMR-Messung am Referenzfilm zur Probe 20nmPyOL

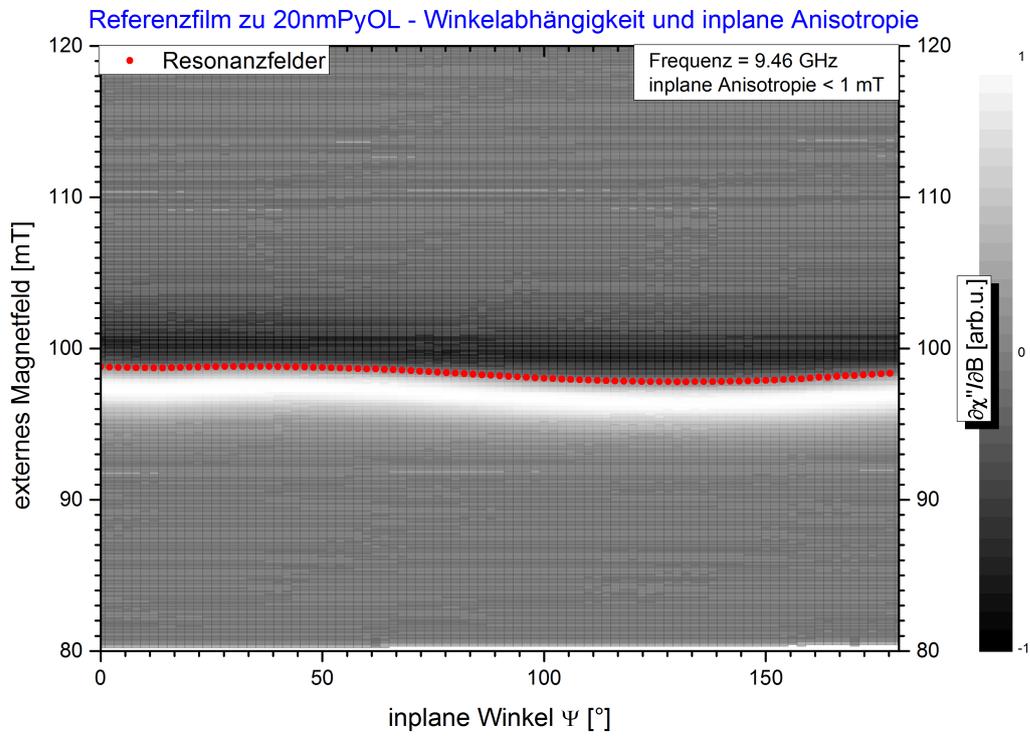


Abbildung A.3: Winkelabhängige Messung der FMR am Referenzfilm zur Probe 20nmPyOL als Graustufenplot. Die Einzelspektren wurden auf Signalamplituden zwischen -1 und 1 normiert. Die ermittelten Resonanzlinienlagen sind durch rote Punkte dargestellt. Die Fehlerbalken sind nicht explizit angegeben und stets kleiner 0.3 mT. Es ist eine schwach ausgeprägte inplane Anisotropie von < 1 mT zu beobachten. Diese scheint daher vernachlässigbar.

A.6 Winkelabhängige Messungen der FMR an den strukturierten Filmen

In diesem Abschnitt werden die winkelabhängigen FMR-Messungen an den strukturierten Probensystemen *20nmPyOL*, *20nmPyUR* und *KIBM 5-1-1* als Graustufenplot dargestellt. Die bestimmten Resonanzlinienlagen wurden zur besseren Sichtbarkeit des Intensitätswechsels nicht in den Diagrammen eingetragen und die Einzelspektren auf Signalamplituden von -1 bis 1 normiert. Die zur Messung eingesetzte Mikrowellenfrequenz ist in den Abbildungen zusätzlich angeführt.

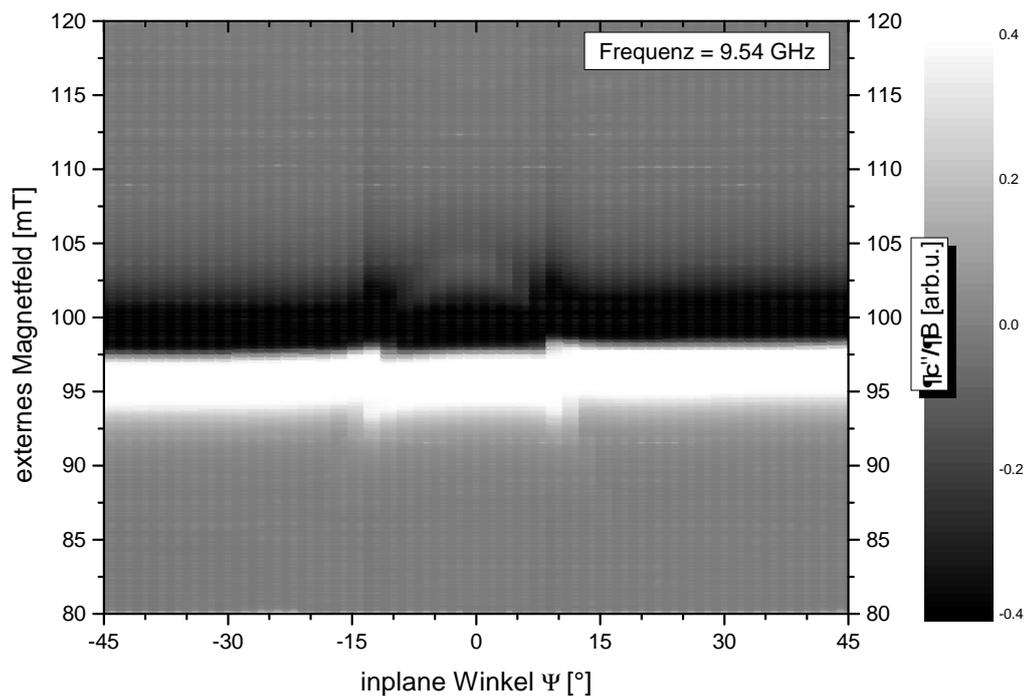


Abbildung A.4: Winkelabhängigkeit zur Probe *20nmPyOL*. Die Signalintensität ist im Graustufenplot über dem inplane Winkel und dem externen Magnetfeld aufgetragen. Die Signalamplituden der Einzelspektren wurden auf Werte von -1 bis 1 normiert. Im Diagramm ist zusätzlich die Messfrequenz angegeben.

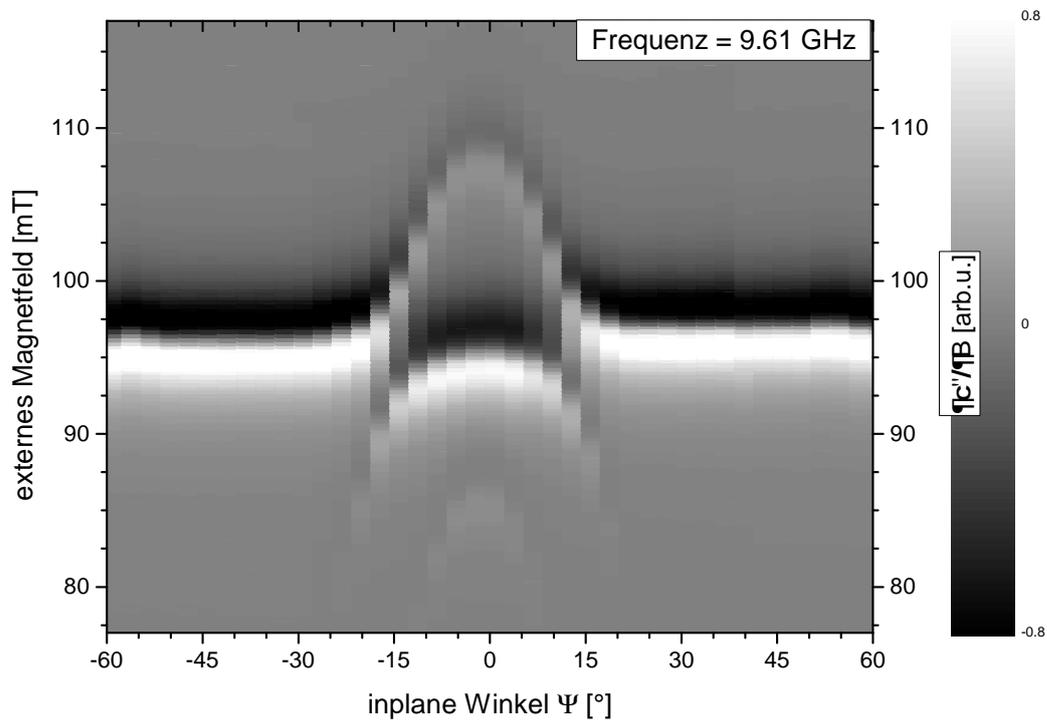


Abbildung A.5: Winkelabhängigkeit zur Probe 20nmPyUR. Die Signalintensität ist im Graustufenplot über dem inplane Winkel und dem externem Magnetfeld aufgetragen. Die Signalamplituden der Einzelspektren wurden auf Werte von -1 bis 1 normiert. Im Diagramm ist zusätzlich die Messfrequenz angegeben.

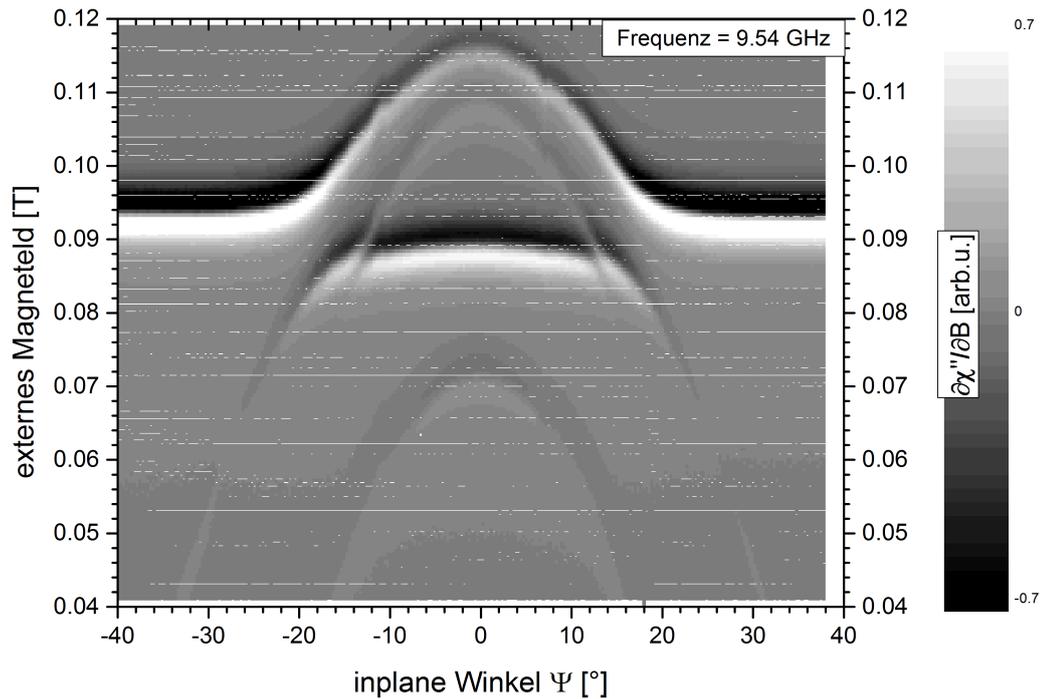


Abbildung A.6: Winkelabhängigkeit zur Probe KIBM 5-1-1. Die Signalintensität ist im Graustufenplot über dem inplane Winkel und dem externem Magnetfeld aufgetragen.

A.6.1 Vergleich der theoretischen Modelle zur Probe KIBM 5-1-1

In diesem Abschnitt wird die winkelabhängige FMR-Messung zur Probe *KIBM511* im Zusammenhang mit den theoretischen Modellen betrachtet. Diese weist eine effektive Streifenhöhe anhand des GF-Modells von $h_{eff} = 6\text{nm}$ auf und zeigt 4 sich abstoßende Resonanzäste wie auch in den frequenzabhängigen FMR-Messungen.

Die experimentellen Resonanzlinienlagen (dicht gelegene Punkte) sind zusammen mit denen der mikromagnetischen Simulation (Quadrate) und des GF-Modells (Punkte mit Rand) in Abbildung A.7 dargestellt. Die berechneten Resonanzlinienlagen wurden entsprechend ihrer vermutlichen Zuordnung koloriert um den optischen Vergleich mit den experimentellen Linienlagen zu vereinfachen. Betrachtet man die experimentellen Resonanzlinienlagen genauer, so sind „Sprünge“ in deren Resonanzverlauf zu beobachten. Ein solcher Sprung lässt sich bei einem inplane Winkel von -11° oder 7° an Resonanzast 4 (schwarz) beobachten. Dies hängt wahrscheinlich mit der Feinmechanik zur automatischen Drehung der Probe im Resonator zusammen. Diese weist vermutlich einen Schlupf auf, sodass an diesen Stellen voraussichtlich die Probe nicht gedreht wurde. Diese Annahme scheint durch die Art der Sprünge bestätigt. Zum Einen sind diese Sprünge in allen Resonanzästen bei der gleichen Winkelposition zu beobachten, sodass diese Sprünge vermutlich nicht durch eine Fehlbestimmung der Resonanzlinienlage verursacht werden. Zum Anderen weisen diese einen Zusammenhang zur Messrichtung und keine Symmetrie um beispielsweise die schwere Richtung ($\Psi = 0$) auf, sodass diese Sprünge vermutlich nicht von der Probe selbst verursacht werden.

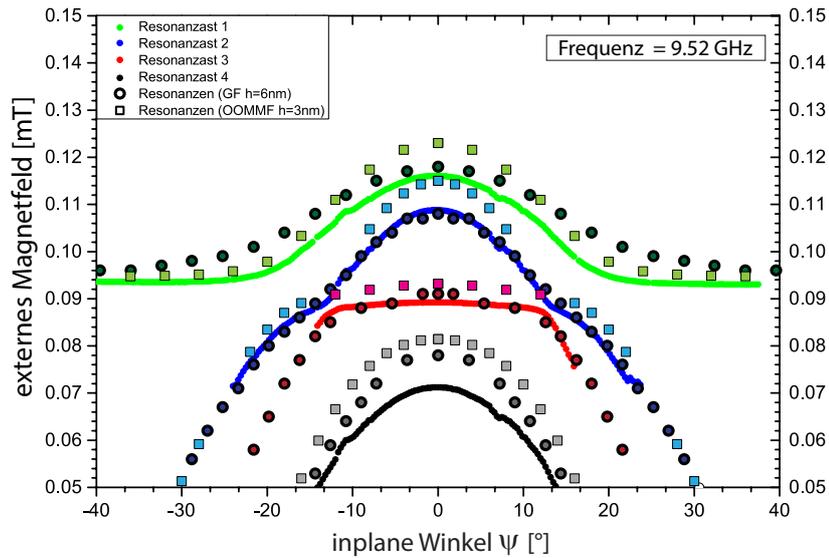


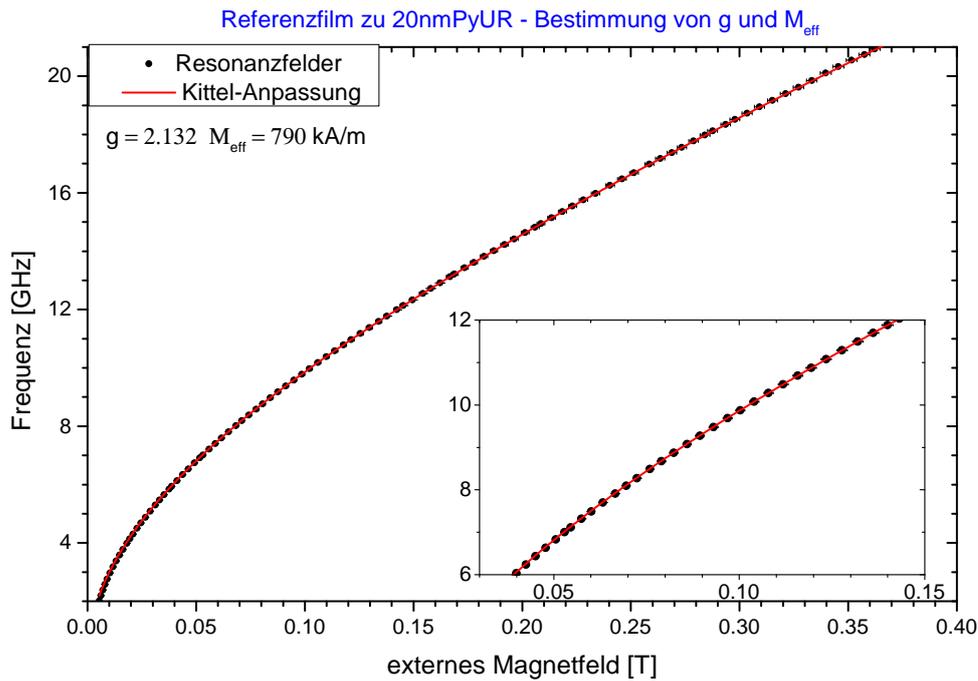
Abbildung A.7: Winkelabhängigkeit zur Probe: KIBM 5-1-1. Die experimentellen Resonanzlinienlagen (Punkte) sind zusammen mit den mikromagnetischen Simulationen (OOMMF, Quadrate) und dem GF-Modell (Punkte mit Rand) aufgetragen. Die Fehlerbalken der experimentellen Linienlagen liegen innerhalb der Punktgröße, weisen allerdings einen systematischen Fehler in Form von Sprüngen auf, der nicht durch die Punktgröße berücksichtigt wurde.

Vergleicht man zunächst die experimentellen Resonanzlinienlagen mit denen des GF-Modells, so lassen sich qualitative Gemeinsamkeiten in Form des groben Resonanzverlaufes und der Anzahl der Resonanzen, aber auch systematische Abweichungen beobachten. Im Wesentlichen werden dabei Resonanzast 2 und 3 hinreichend wiedergegeben (rot und blau), während Resonanzast 1 (grün) eine stärkere Änderung mit dem externen Magnetfeldwinkel als die berechneten Resonanzlinienlagen nach dem GF-Modell aufweist. Eine Besonderheit stellt Resonanzast 4 (schwarz) dar und weist die größte absolute Abweichung in der Größenordnung von 10 mT auf. Dieser Resonanzast zeigte auch schon in den frequenzabhängigen Messungen entlang schwerer Richtungen die größten Abweichungen zu den Modellen auf. Die genaue Ursache ist allerdings unklar.

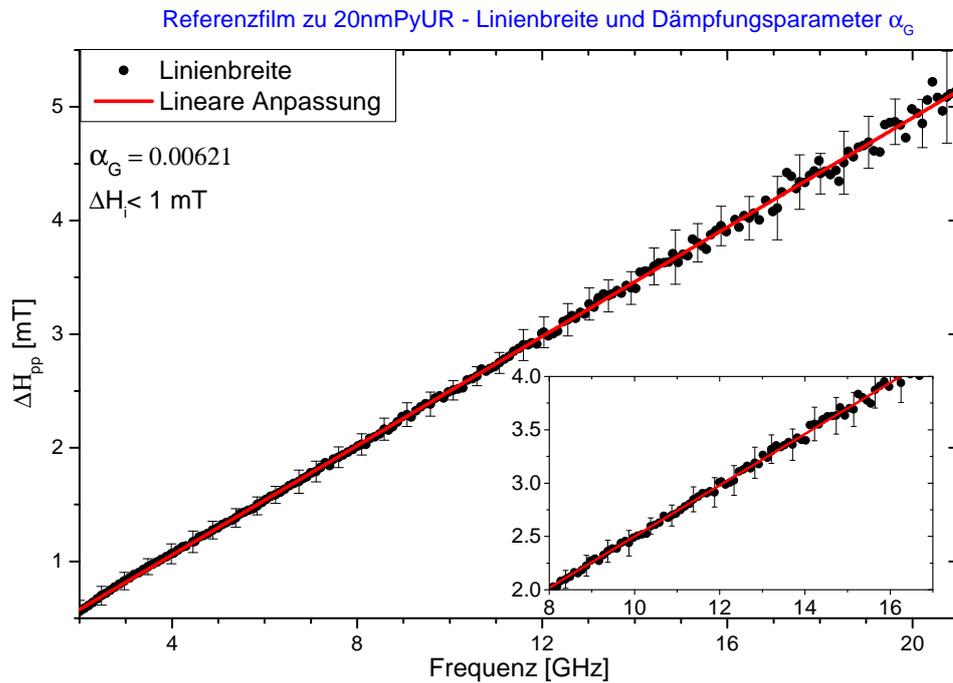
Abschliessend werden nun die experimentellen Resonanzlinienlagen mit denen der mikromagnetischen Simulation (Quadrate) verglichen. Im Vergleich zum GF-Modell werden die absoluten Abweichungen für die schwere Richtung größer ($\approx 5 - 15$ mT). Dabei scheint der qualitative Resonanzverlauf der Resonanzäste 1 - 3 jedoch besser wiedergegeben zu werden. Die berechneten Resonanzpositionen scheinen zu höheren Resonanzfeldern um ≈ 5 mT verschoben. Die zusätzliche konstante Verschiebung zu höheren Resonanzfeldern hat wahrscheinlich ihre Ursache in einer geringen Frequenzdifferenz zwischen Experiment und Simulation. Insgesamt scheint die Übereinstimmung scheint jedoch hinreichend um von einer guten Erfassung dieser Probe in den mikromagnetischen Simulationen und größtenteils auch des GF-Modells ausgehen zu können.

A.7 Frequenzabhängige Messungen der FMR in leichter Richtung

In diesem Abschnitt werden die frequenzabhängigen Messungen in leichter Richtung der strukturierten Proben und der unstrukturierten Referenzfilme aufgeführt. Die experimentellen Resonanzlinienlagen und -breiten (schwarze Punkte) sind zusammen mit den theoretischen Resonanzverläufen und Linienbreiten (rote Linie) für die uniforme Mode unter Annahme einer Gilbert-Dämpfung dargestellt. Anhand der Anpassungen wurden so die effektive Magnetisierung M_{eff} , der g-Faktor g und der Gilbert-Dämpfungsparameter α_G bestimmt. Die Fehlerbalken wurden gemäß Abschnitt 4.1 berechnet.

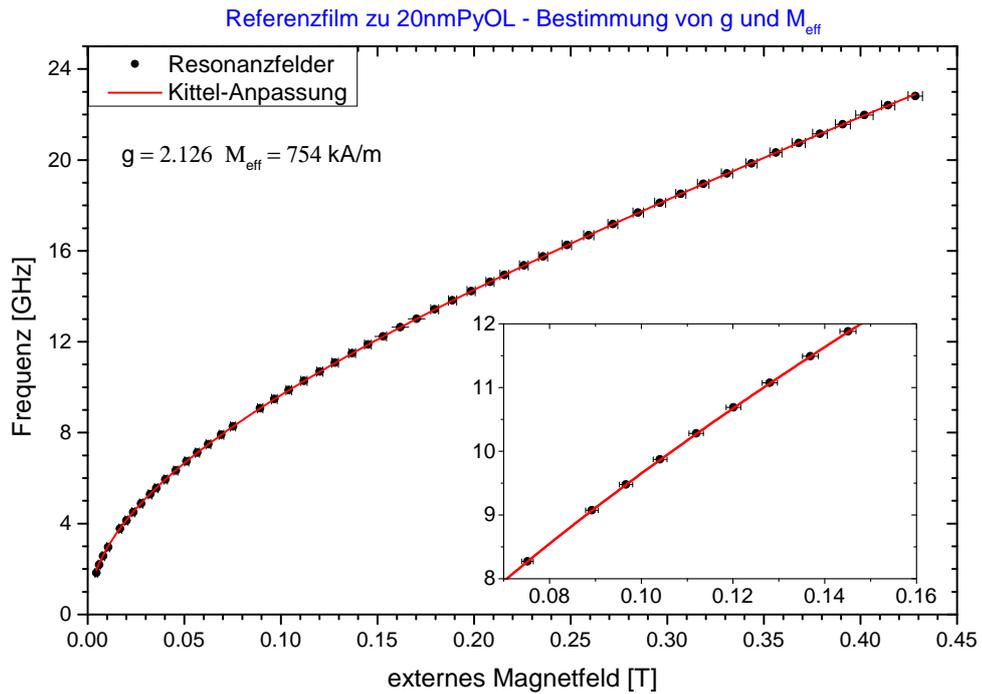


(a) Experimentell bestimmte Resonanzlinienlage (schwarze Kreise) und theoretischer Verlauf der uniformen Mode (rote Linie). Anhand der Anpassung wurden der g -Faktor und die effektive Magnetisierung bestimmt.

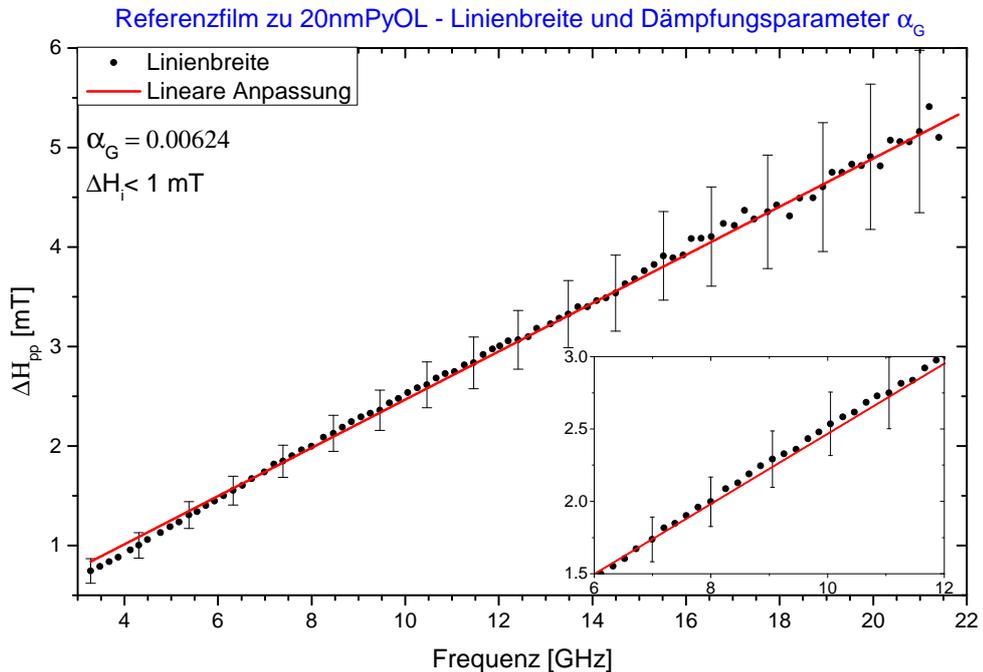


(b) Vergleich der experimentellen Linienbreiten (schwarze Kreise) mit dem theoretischen Verlauf (rote Linie) unter Annahme einer Gilbertdämpfung und Extraktion des entsprechenden Dämpfungsparameters.

Abbildung A.8: Frequenzabhängige Messung am Referenzfilm zur Probe: 20nmPyUR. In Abbildung (a) sind die bestimmten Resonanzlinienlagen und in Abbildung (b) die bestimmten Linienbreiten mit dem theoretischen Verlauf dargestellt.

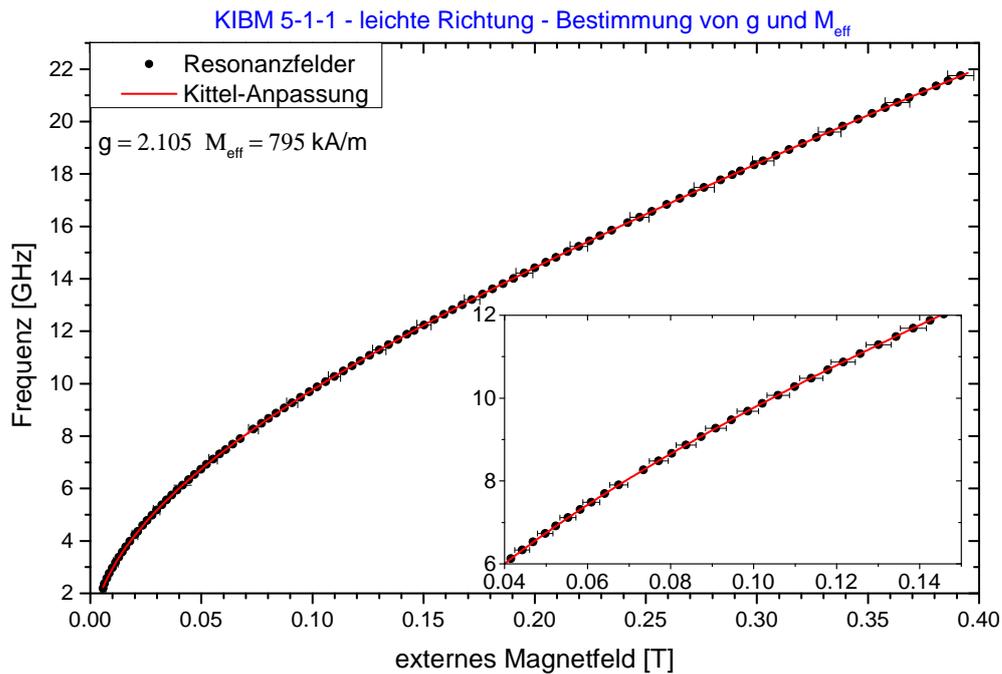


(a) Experimentell bestimmte Resonanzlinienlage (schwarze Kreise) und theoretischer Verlauf der uniformen Mode (rote Linie). Anhand der Anpassung wurden der g -Faktor und die effektive Magnetisierung bestimmt.

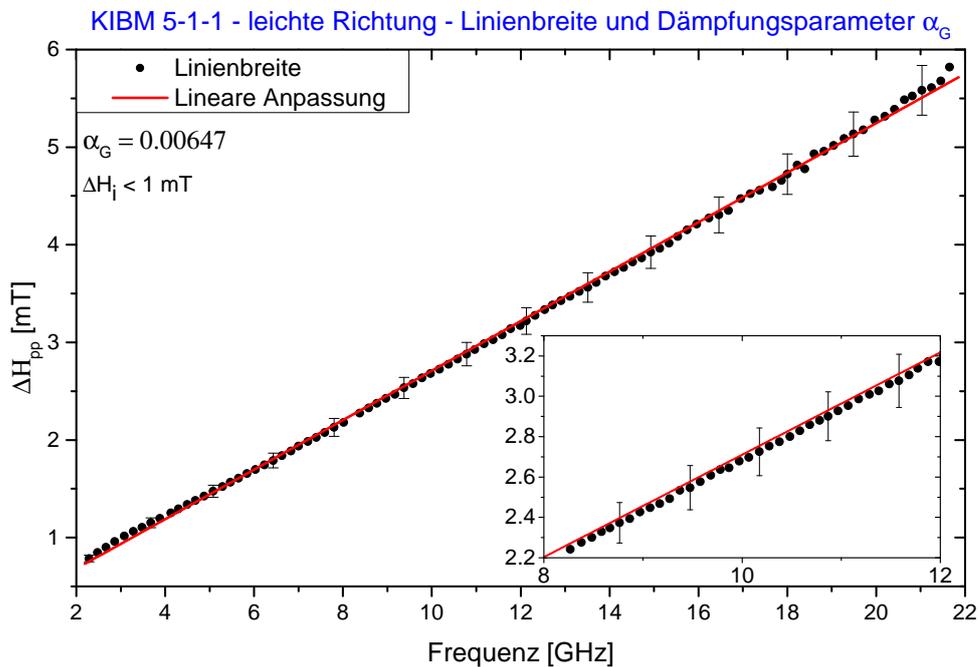


(b) Vergleich der experimentellen Linienbreiten (schwarze Kreise) mit dem theoretischen Verlauf (rote Linie) unter Annahme einer Gilbertdämpfung und Extraktion des entsprechenden Dämpfungsparameters.

Abbildung A.9: Frequenzabhängige Messung am Referenzfilm zur Probe: 20nmPyOL. In Abbildung (a) sind die bestimmten Resonanzlinienlagen mit dem theoretischen Verlauf dargestellt. Abbildung (b) zeigt die bestimmten Linienbreiten.

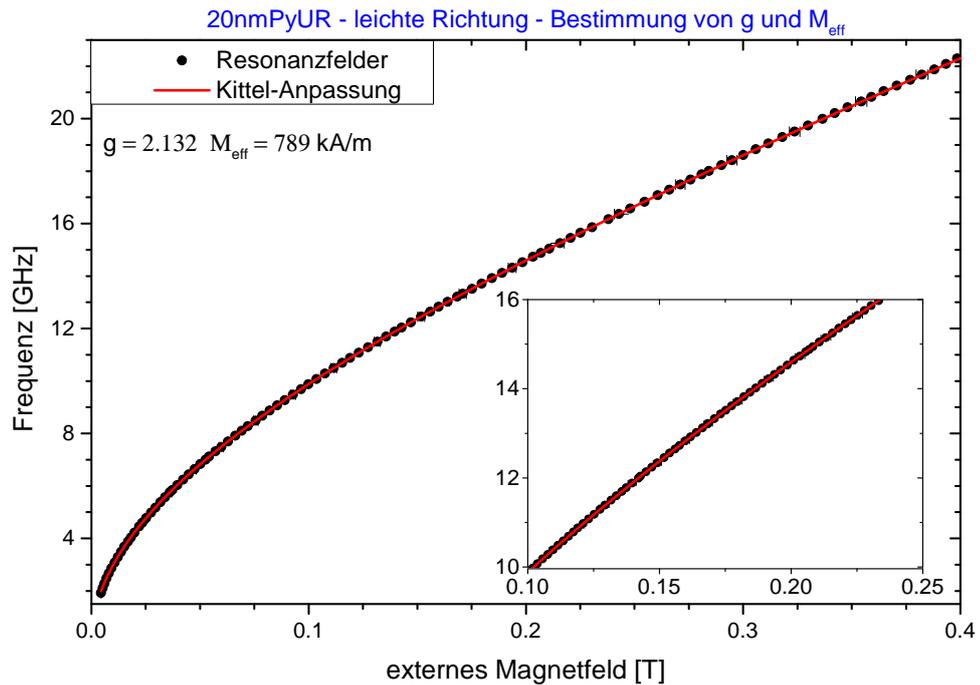


(a) Experimentell bestimmte Resonanzlinienlage (schwarze Kreise) und theoretischer Verlauf der uniformen Mode (rote Linie). Anhand der Anpassung wurden der g -Faktor und die effektive Magnetisierung bestimmt.

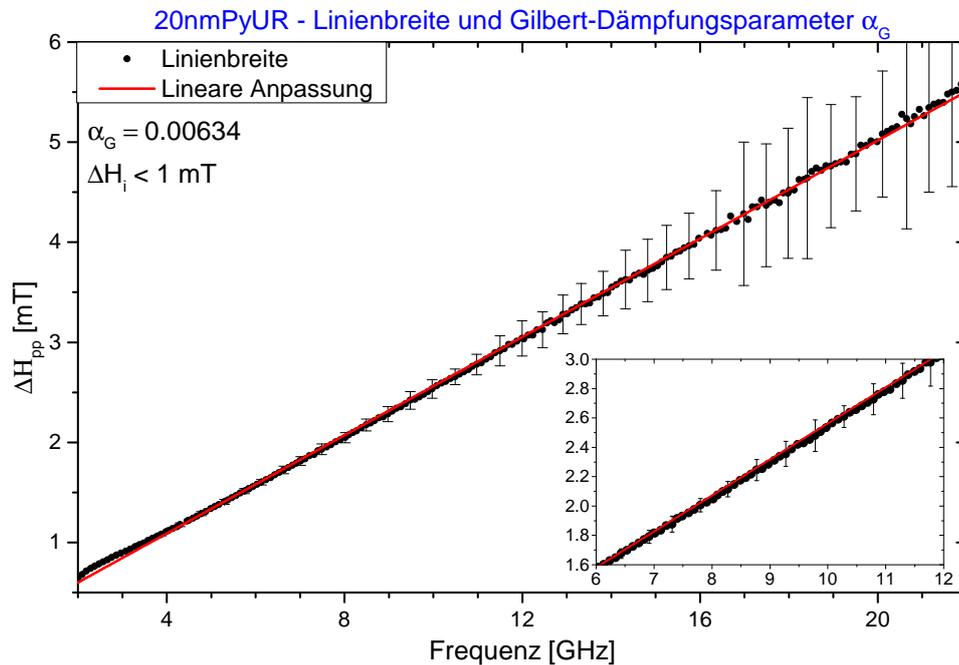


(b) Vergleich der experimentellen Linienbreiten (schwarze Kreise) mit dem theoretischen Verlauf (rote Linie) unter Annahme einer Gilbertdämpfung und Extraktion des entsprechenden Dämpfungsparameters.

Abbildung A.10: Frequenzabhängige Messung entlang der leichten Richtung zur Probe: KIBM 5-1-1. In Abbildung (a) sind die bestimmten Resonanzlinienlagen mit dem theoretischen Verlauf dargestellt. Abbildung (b) zeigt die bestimmten Linienbreiten.

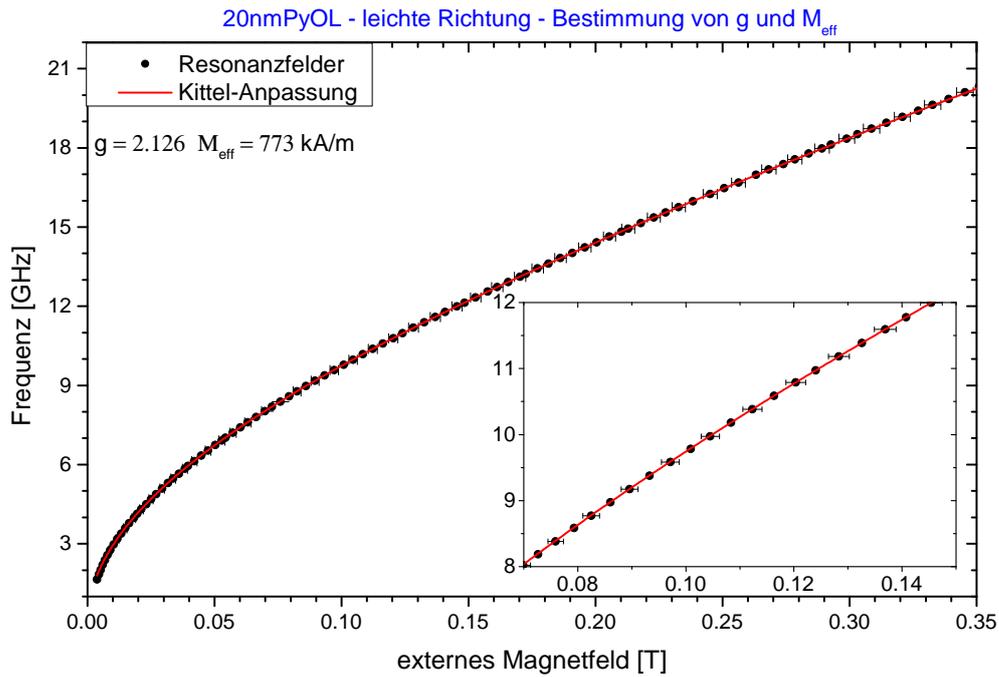


(a) Experimentell bestimmte Resonanzlinienlage (schwarze Kreise) und theoretischer Verlauf der uniformen Mode (rote Linie). Anhand der Anpassung wurden der g -Faktor und die effektive Magnetisierung bestimmt.

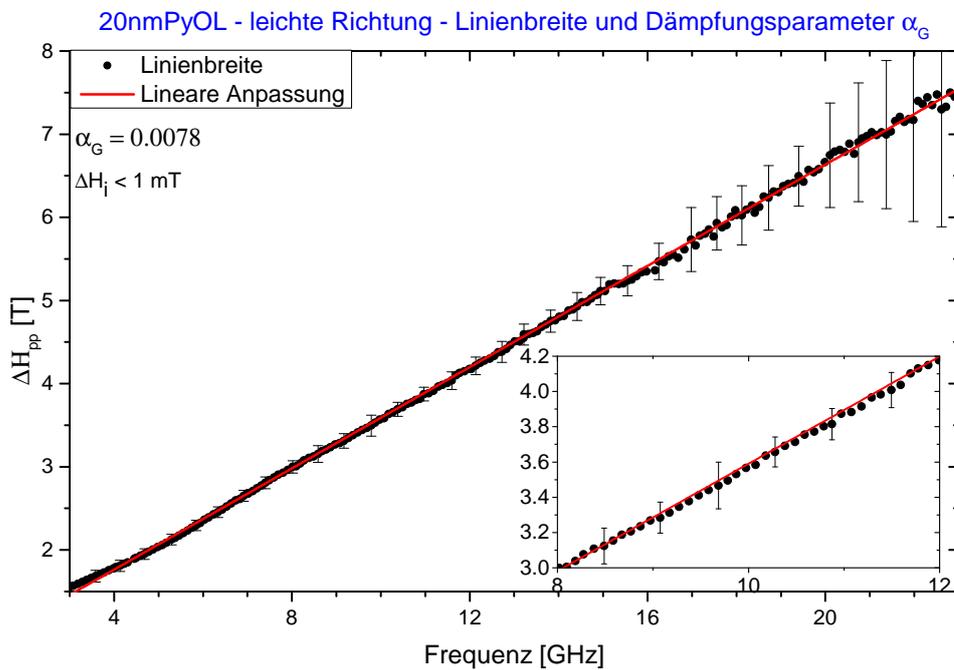


(b) Vergleich der experimentellen Linienbreiten (schwarze Kreise) mit dem theoretischen Verlauf (rote Linie) unter Annahme einer Gilbertdämpfung und Extraktion des entsprechenden Dämpfungsparameters.

Abbildung A.11: Frequenzabhängige Messung entlang der leichten Richtung zur Probe: 20nm-PyUR. In Abbildung (a) sind die bestimmten Resonanzlinienlagen mit dem theoretischen Verlauf dargestellt. Abbildung (b) zeigt die bestimmten Linienbreiten.



(a) Experimentell bestimmte Resonanzlinienlage (schwarze Kreise) und theoretischer Verlauf der uniformen Mode (rote Linie). Anhand der Anpassung wurden der g -Faktor und die effektive Magnetisierung bestimmt.



(b) Vergleich der experimentellen Linienbreiten (schwarze Kreise) mit dem theoretischen Verlauf (rote Linie) unter Annahme einer Gilbertdämpfung und Extraktion des entsprechenden Dämpfungsparameters.

Abbildung A.12: Frequenzabhängige Messung entlang der leichten Richtung zur Probe: 20nm-PyOL. In Abbildung (a) sind die bestimmten Resonanzlinienlagen mit dem theoretischen Verlauf dargestellt. Abbildung (b) zeigt die bestimmten Linienbreiten.

A.8 Frequenzabhängige Messungen der FMR in schwerer Richtung

A.8.1 Gemessene Spektren

In diesem Abschnitt sind die frequenzabhängigen Messungen entlang der schweren Richtung ($\Psi = 0^\circ$) als Graustufenplot in den Abbildungen A.13 - A.14 dargestellt. Die bestimmten Resonanzlinienlagen wurden zur besseren Sichtbarkeit des Intensitätswechsel nicht in den Diagrammen eingetragen und die Einzelspektren auf Signalamplituden von -1 bis 1 normiert.

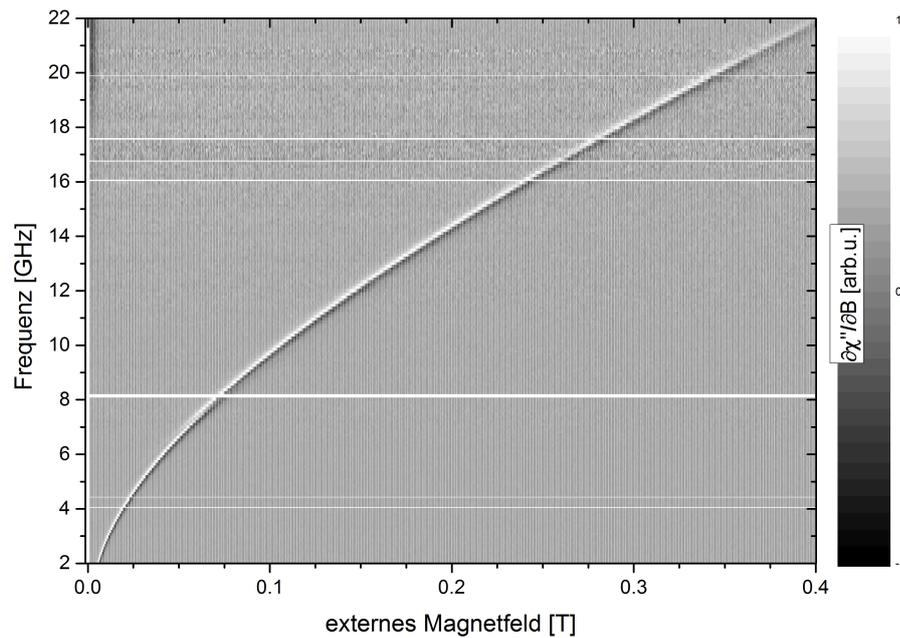


Abbildung A.13: Frequenzabhängige Messung entlang der schweren Richtung zur Probe: 20nm-PyOL. Die Signalintensität ist farbkodiert über Frequenz und externem Magnetfeld aufgetragen.

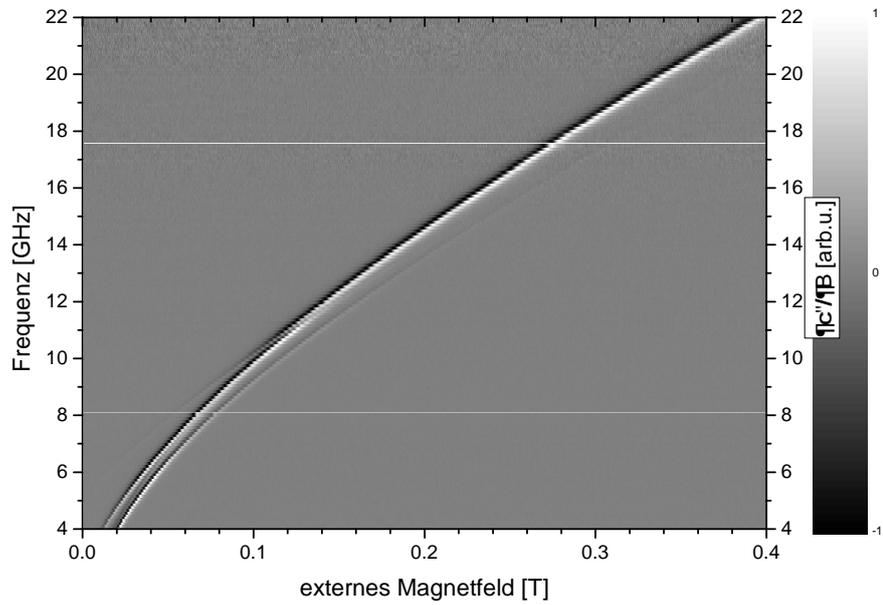


Abbildung A.14: Frequenzabhängige Messung entlang der schweren Richtung zur Probe: 20nm-PyUR. Die Signalintensität ist farbkodiert über Frequenz und externem Magnetfeld aufgetragen.

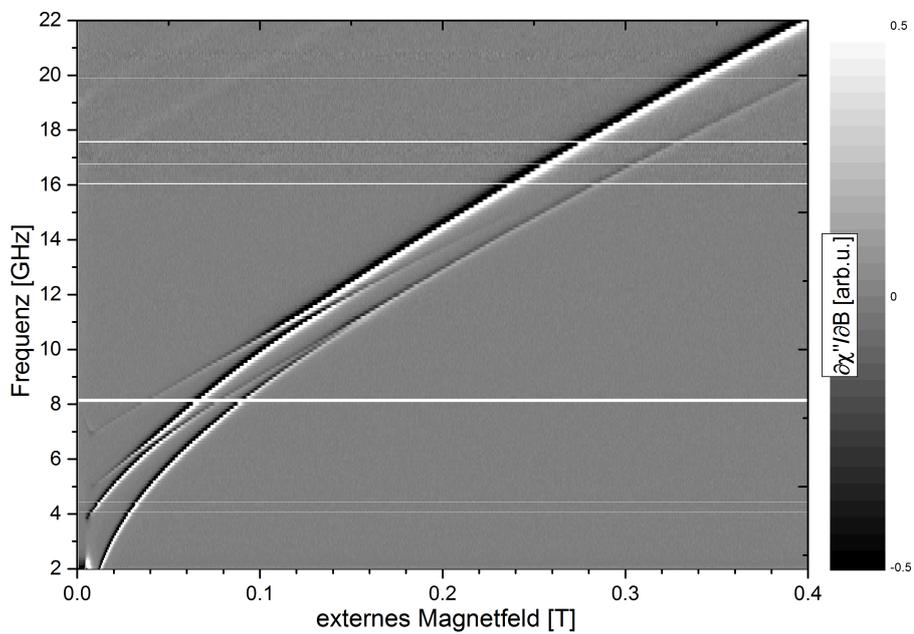


Abbildung A.15: Frequenzabhängige Messung entlang der schweren Richtung zur Probe: KIBM 5-1-1. Die Signalintensität ist farbkodiert über Frequenz und externem Magnetfeld aufgetragen.

A.8.2 Vergleich der Resonanzlinienlagen zur Probe *20nmPyUR* mit der mikromagnetischen Simulation

In diesem Abschnitt sind die experimentellen Resonanzlinienlagen (Punkte) der frequenzabhängigen FMR-Messung zur Probe *20nmPyUR* entlang der schweren Richtung ($\Psi = 0^\circ$) zusammen mit den Resonanzlinienlagen anhand der mikromagnetischen Simulationen (Dreiecke) in Abbildungen A.16 dargestellt. Die entsprechenden Resonanzäste wurden zum vereinfachten optischen Vergleich entsprechend ihrer vermutlichen Zuordnung koloriert. Der experimentell bestimmte Resonanzast 3 wird von keinem der im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Modelle wiedergegeben und ist vermutlich auf einen ungestörten Filmbereich zurückzuführen (siehe auch Abschnitt 5.1.1.1). Sieht man von diesem Resonanzast ab, werden die Resonanzlinienlagen insgesamt gut wiedergegeben. Resonanzast 1 weist dabei die größten Abweichungen im Vergleich mit den simulierten Resonanzlinienlagen (graue Dreiecke) von maximal 5 mT auf.

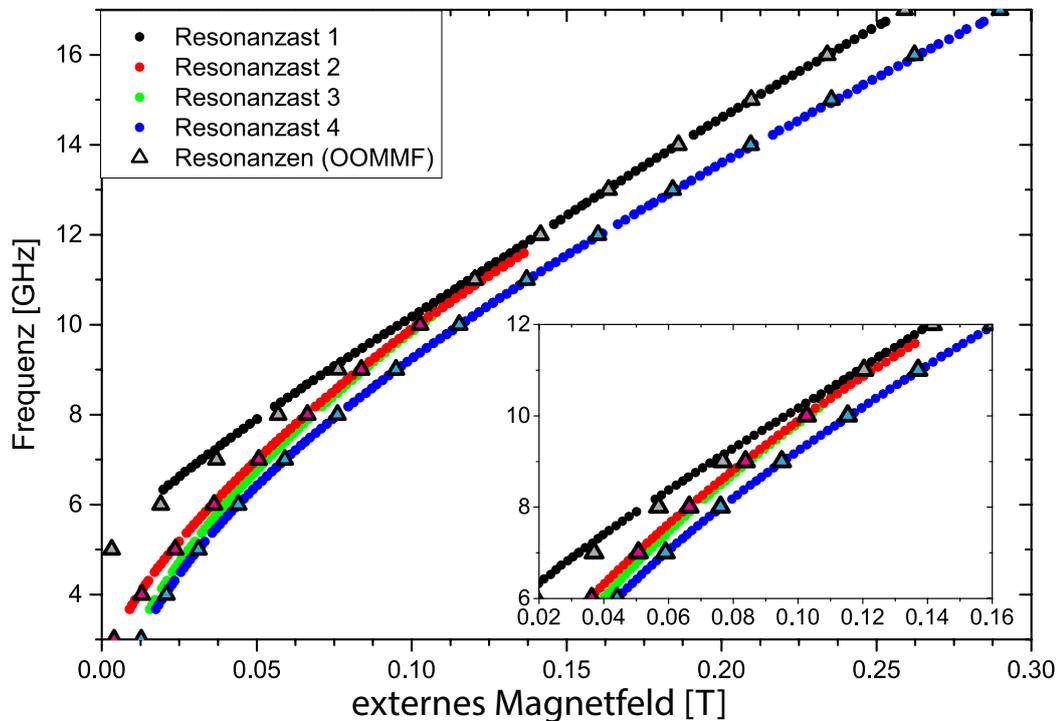


Abbildung A.16: Vergleich der experimentellen Linienlagen (Punkte) mit denen der mikromagnetischen Simulation (Dreiecke) zur Probe *20nmPyUR*. Die simulierte Streifenhöhe wurde zu $h_{eff} = 1$ nm angenommen und weist eine zum größten Teil quantitative Übereinstimmung auf. Der Inset zeigt einen vergrößerten Bereich. Die Achsenbeschriftungen sind dabei denen des Hauptdiagrammes identisch. Die Fehlerbalken liegen innerhalb der Punktgröße.

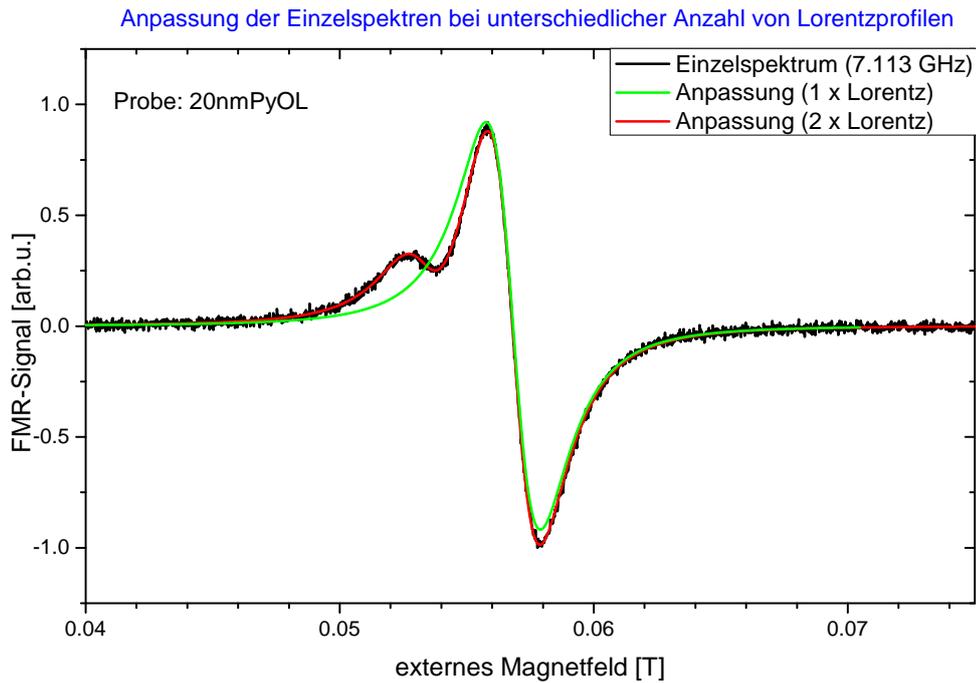
A.9 Systematische Fehlerquellen bei der Bestimmung der Ferromagnetischen Resonanz

Werden die Absorptionslinien wie in Abschnitt 4 beschrieben anhand lorentzförmiger Absorptionsprofile angepasst, so kann es neben den statistischen Fehlern der Anpassung auch zu systematischen Fehlern kommen. Diese sind in der Wahl der Form der Absorptionslinie und der angenommenen Anzahl der einzelnen Absorptionslinien begründet und können Einfluss auf die ermittelten Linienlage, -breite und Absorptionsfläche nehmen. Es ist wichtig zu beachten, dass Inhomogenitäten der untersuchten magnetischen Systeme, wie beispielsweise der Kristallstruktur- oder Konzentrationsänderungen zu einer Veränderung der Absorptionslinie führen können. Es kommt dann in einfachen Fällen zu einer den Inhomogenitäten entsprechenden Verteilung einzelner lorentzförmiger Profile und deren Überlagerung. Je nach Verteilungsfunktion dieser Einzelresonanzen ist dann die resultierende Einhüllende durch beispielsweise Voigt-Profile, Gauss-Profile, verbreiterte Lorentzprofile oder auch durch Dyson-Profile gegeben und weicht zum Teil erheblich von einem reinen Lorentzprofil ab. In metallischen Filmen deren Dicke nicht vernachlässigbar gegen ihre Eindringtiefe für Mikrowellenfrequenzen ist kommt es aufgrund der Leitfähigkeit und induzierten Ringströme zu einer zusätzlichen Verbreiterung und Verzerrung des Linienprofils [38],[36]. Eine ausführlichere Beschreibung der Linienprofile und deren Klassifikation nach deren Momenten ist dabei in [77] gegeben. Ist die Form der Absorptionslinie nicht mehr symmetrisch, so ist die Linienbreite nicht mehr eindeutig definiert und der Zusammenhang zwischen der Bestimmung von Linienbreiten und einer Relaxationsrate (Kapitel 2.1.1) für die uniforme Mode unter Vorbehalten zu diskutieren.

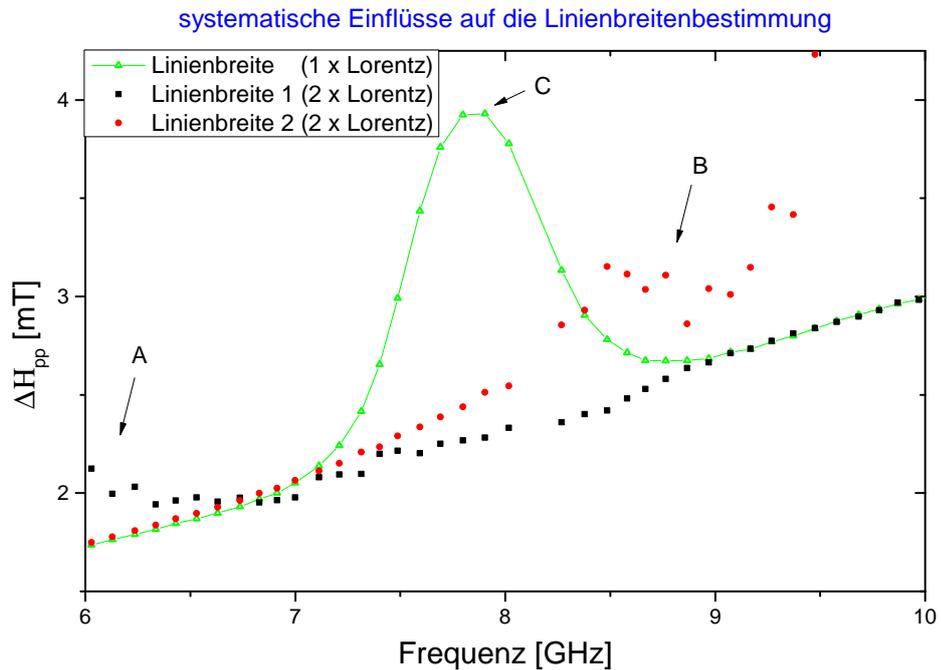
Neben der Form der Absorptionslinien spielt ebenso deren angenommene Anzahl innerhalb eines Spektrums eine entscheidende Rolle für die systematischen Fehler, insbesondere bei der Bestimmung der Linienbreite. Werden zu wenig Absorptionslinien bei der Anpassung berücksichtigt, so kommt es bei Überlappung der physikalisch vorhandenen Absorptionsspeaks zu einer systematischen Fehlbestimmung. Dieser Effekt ist exemplarisch in Abbildung A.17 für einen Teil der frequenzabhängigen Messung zur Probe *20nmPyOL* am vermiedenen Kreuzungspunkt gezeigt (Dies wird in Abschnitt 5.1 genauer erläutert) und soll die Notwendigkeit der Identifikation der Anzahl der Absorptionslinien verdeutlichen.

Nur unter genauer Betrachtung der Spektren und einer hinreichenden Feld- sowie Signalaufösung, lassen sich die Signalbeiträge noch trennen und als Überlagerung mehrerer lorentzförmiger Absorptionslinien anpassen. Ist dies nicht der Fall und werden die Spektren mit nur einer Lorentzlinie angepasst, resultiert dies in einer vermeintlichen Verbreiterung der Linienbreite („Linienbreitenpeak“). Dieser ist in Abbildung A.17 (b) mit einem C markiert.

Ebenso lässt sich eine Verbreiterung der angepassten Linien beobachten, wenn deren Signal-Intensität gegenüber den verbleibenden Absorptionslinien sehr gering ist und nur noch als minimale Variation des Signalverlaufes detektiert wird. Es wird vermutet, dass in diesem Fall Schwankungen im Gesamtspektrum über eine verbreiterte Linie angepasst werden und die Abweichungen zu den das Spektrum dominierenden Hauptabsorptionslinien unberücksichtigt bleiben. Dies ist wahrscheinlich in Abbildung A.17 (b) an den Punkten A und B der Fall, wo verbreiterte Linien mit sinkender Intensität angepasst werden.



(a) Anpassung eines Einzelspektrums anhand einer unterschiedlichen Anzahl von Lorentzprofilen



(b) systematischer Einfluss auf die Linienbreitenbestimmung

Abbildung A.17: Anpassung der Einzelspektren mit einer unterschiedlichen Anzahl von Lorentzprofilen und der systematische Einfluss auf die Linienbreitenbestimmung an Kreuzungspunkten. In den Bereichen A und B verschwinden die Signalintensitäten des jeweiligen Peaks 1 und 2 zum restlichen Spektrum und führen so zu einer Fehlbestimmung der Linienbreite in diesen Randbereichen. Bei nur einer angenommenen Absorptionslinie bildet sich eine Linienbreitenüberhöhung („Linienbreitenpeak“) am Kreuzungspunkt gegeben durch Punkt C aus.

A.10 Diskussion der Linienbreitenanalyse früherer Messungen

Die Vermutung der systematischen Fehlbestimmung der Linienbreite aus [59] wird in diesem Abschnitt an zwei Beispielen diskutiert:

In vorangegangenen Messungen wurde dabei ebenfalls periodisch strukturierten $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -Filme hergestellt. Die dortige Probenpräparation ist nominell identisch mit der in Kapitel 3.1.2 beschriebenen Methode der Erzeugung von Streifendefekten durch Cr-Implantation und lässt somit auf die Vergleichbarkeit der hier untersuchten Proben schliessen. Unter der Annahme einer einzelnen lorentzförmigen Absorptionslinie wurden FMR-Messungen entlang der „schweren Richtung“ angepasst und mehrere Überhöhungen der Linienbreite in Frequenzbereichen einer Breite von ≈ 1 GHz beobachtet. Die so bestimmte Linienbreite ist dabei in Abbildung A.18 dargestellt.

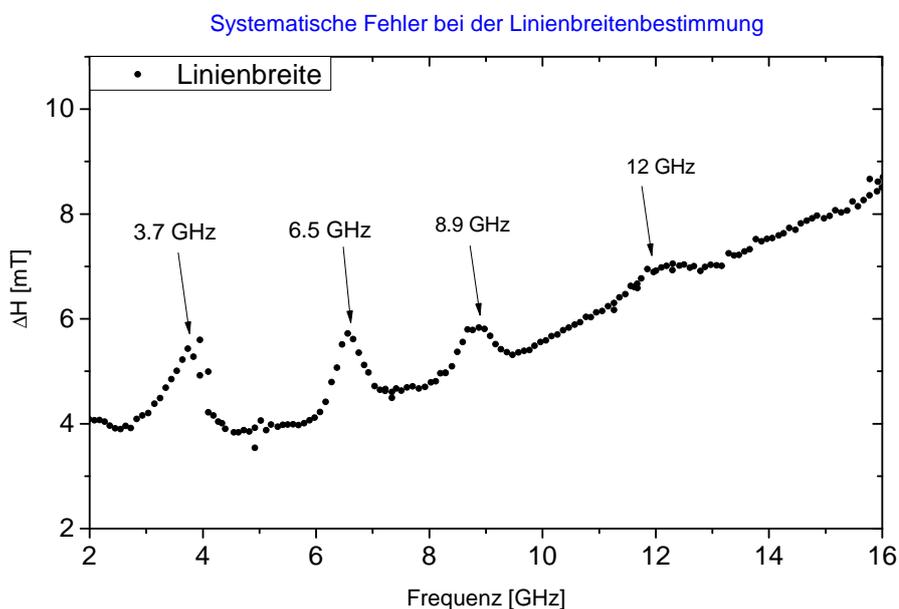
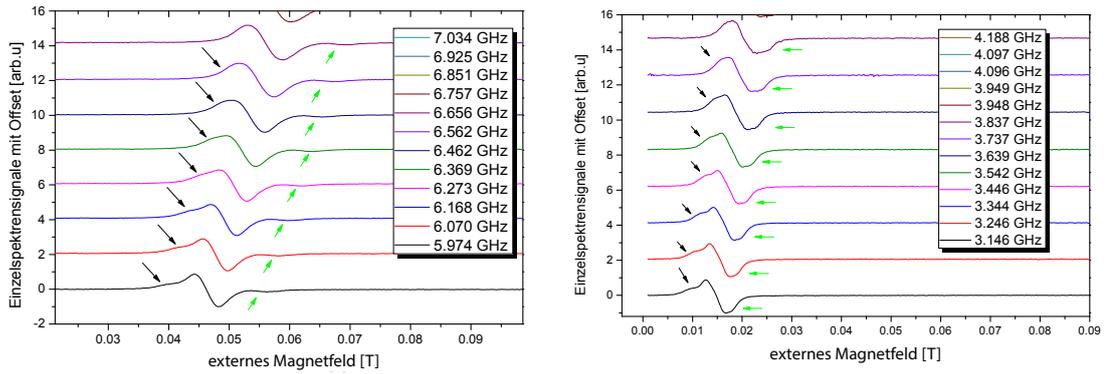


Abbildung A.18: Beobachtung stark überhöhter Linienbreiten unter der Annahme einer einzelnen Absorptionslinie nach [59]

Bei erneuter Betrachtung der dort gesammelten Messdaten findet sich jedoch ein Überlapp mehrerer Resonanzen an den Positionen der stark überhöhten Linienbreite. Abbildung A.19 zeigt dabei mehrere Spektren um den Bereich der Linienbreitenüberhöhung bei ≈ 6.5 GHz und bei ≈ 3.7 GHz. Die möglicherweise die Linienbreitenbestimmung beeinflussende Absorptionslinie ist dabei mit schwarzen Pfeilen markiert, nähert sich mit steigender Frequenz der Hauptlinie und ist bei höheren Frequenzen nicht mehr von ihr zu trennen.

Das zweite Beispiel bezieht sich auf die in dieser Arbeit untersuchte Probe „KIBM-5-1-1“. Im höheren Frequenzbereich wird dort eine weitere nicht detektierte Absorptionslinie anhand des GF-Modells vorhergesagt. Diese ist entweder aufgrund des sinkenden Signal-zu-Rausch-Verhältnisses in höheren Frequenzbereichen oder aufgrund ihrer schwachen Intensität im Vergleich zum restlichen Spektrum nicht mehr von der intensitätsstarken Haupt-Absorptionslinie zu trennen und resultiert dort ebenfalls in einem „Linienbreitenpeak“ der Hauptlinie. Dieser Effekt ist dabei in Abbildung A.20 gezeigt. Die beiden Beispiele schei-



(a) Einzelspektren im Bereich um ≈ 6.5 GHz der überhöhten Linienbreitenbestimmung. (b) Einzelspektren im Bereich um ≈ 3.7 GHz der überhöhten Linienbreitenbestimmung.

Abbildung A.19: Einzelspektren um den Bereich der bestimmten Linienbreitenüberhöhung. Die möglicherweise die Linienbreitenbestimmung beeinflussende Absorptionslinie ist dabei mit schwarzen Pfeilen markiert. Eine weitere Resonanz ist mit grünen Pfeilen gekennzeichnet.

nen daher die Vermutung der Fehlidentifikation in den Messungen aus [59] zu bestätigen und macht deutlich, dass die Bestimmung der Linienbreiten anhand von Einzelspektren im Falle sich überlappender Absorptionslinien eine genaue Kenntnis der Anzahl der Absorptionslinien und deren Signalform durch ein theoretisches Modell voraussetzt und diese dadurch bedeutend verkompliziert wird. Die Resultate einer Linienbreitenbestimmung sind daher nach Ansicht des Autors immer unter dem Gesichtspunkt möglicher systematischer Fehler zu diskutieren.

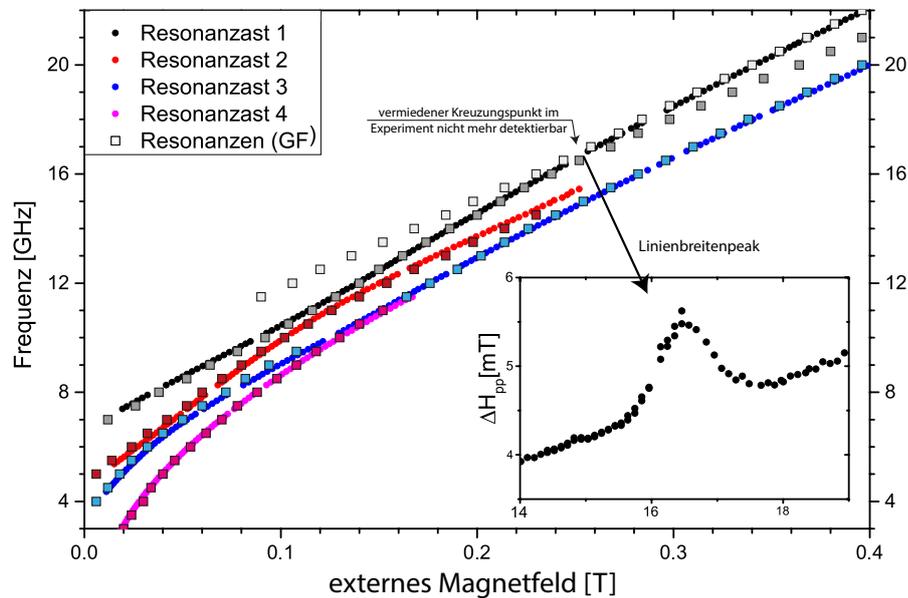


Abbildung A.20: frequenzabhängige Messungen der ferromagnetischen Resonanz entlang der schweren Richtung von KIBM-5-1-1. Am „Kreuzungspunkt“ zweier Absorptionslinien kommt es aufgrund der dort verringerten Signal-zu-Rausch Verhältnisses zur Bestimmung einer überhöhten Linienbreite.

A.11 Linienbreiten der frequenzabhängigen FMR-Messungen in schwerer Richtung

In diesem Abschnitt werden für zukünftige Betrachtungen die zu den Proben *20nmPyUR* und *KIBM 5-1-1* experimentell bestimmten Linienbreiten dargestellt. Die entsprechenden Auftragungen sind in den Abbildungen A.21 und A.22 gezeigt. Diese weisen anscheinend bisher unverstandene Abweichungen zu einem Gilbert-artigen linearen Verlauf der Linienbreite mit der Frequenz auf. Die Resultate der Linienbreitenbestimmungen sind allerdings unter dem Gesichtspunkt möglicher systematischer Fehler zu diskutieren. Die Anpassungen der Einzelspektren wiesen zwar stets nur geringfügige Abweichungen zum Signalverlauf auf, aufgrund der Gesamtanpassungen durch mehrere Absorptionslinien scheint eine Angabe des Fehlerbalkens der einzelnen Linienbreiten allerdings nicht möglich.

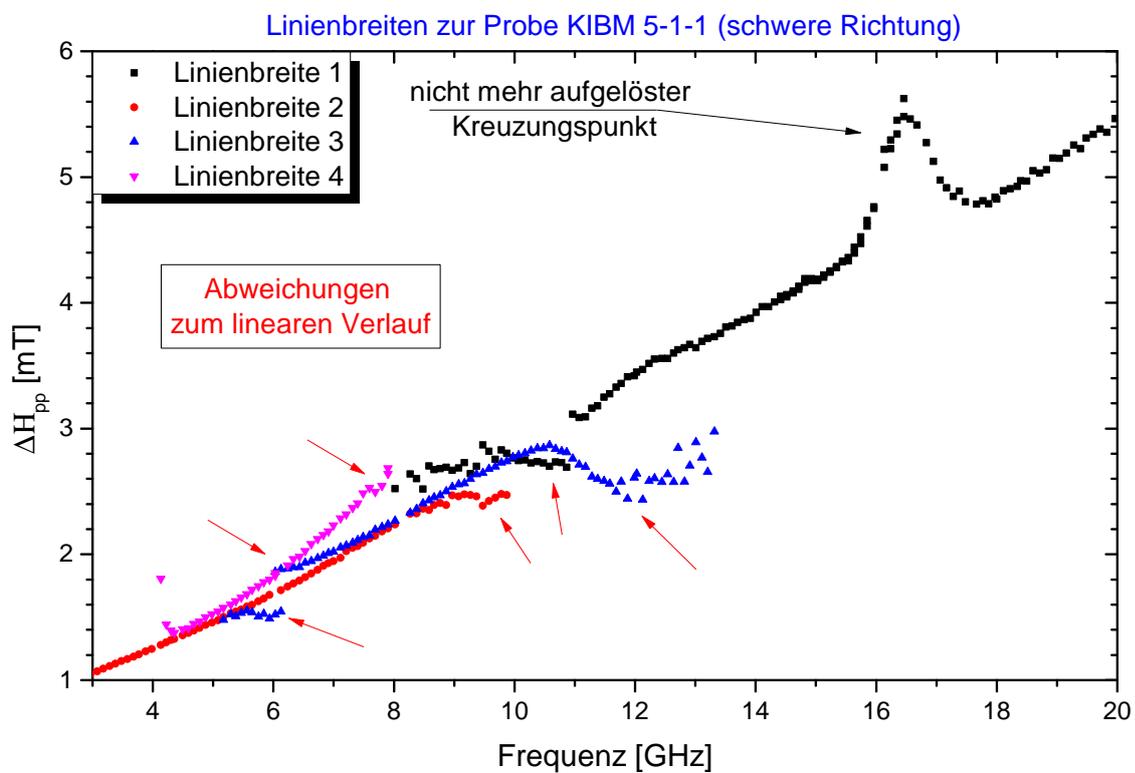


Abbildung A.21: Experimentelle Linienbreiten (Punkte) zur Probe KIBM 5-1-1. Es scheinen deutliche Abweichungen zu einer linearen Abhängigkeit der Linienbreite mit der Frequenz zu beobachten.

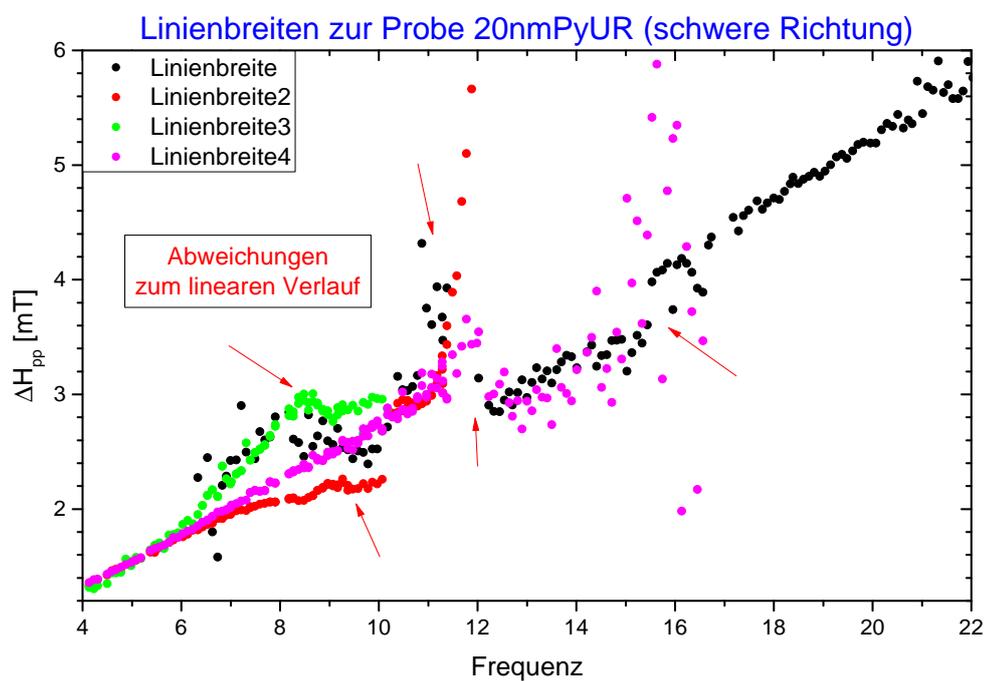


Abbildung A.22: Experimentelle Linienbreiten (Punkte) zur Probe 20nmPyUR. Es scheinen deutliche Abweichungen zu einer linearen Abhängigkeit der Linienbreite mit der Frequenz zu beobachten.

Literaturverzeichnis

- [1] A. Ercole; A. O. Adeyeye; C. Daboo; J. A. C. Bland und D. G. Hasko. Finite size effects in the static and dynamic magnetic properties of ferri wire array structures. *J. Appl. Phys.*, 81:5452, 1997. 1
- [2] C. Bayer; J. P. Park; H. Wang; M. Yan; C. E. Campbell und P. A. Crowell. Spin waves in an inhomogeneously magnetized stripe. *Phys. Rev. B*, 69:134401, 2004. 1
- [3] Burkhard Hillebrandt. *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I - III*. Springer, 2002. 1
- [4] V. Dolocan. Spatial distribution of spin-wave modes in cylindrical nanowires of finite aspect ratio. *J. Phys.: Condens. Matter*, 23:446005, 2011. 1
- [5] B. Das S. Datta. Electronic analog of the electro-optic modulator. *Appl. Phys. Lett.*, 56:665, 1990. 1
- [6] T. Schneider et al. Realization of spin-wave logic gates. *J. Appl. Phys.*, 92:022505, 2008. 1
- [7] A. Khitun; M. Bao und K. L. Wang. Magnonic logic circuits. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 43:264005, 2010. 1
- [8] S.N. Piramanayagam und K. Srinivasan. Recording media research for future hard disk drives. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 321:485–494, 2009. 1
- [9] A.V. Chumak et al. Spin-wave propagation in a microstructured magnonic crystal. *Appl. Phys. Lett.*, 95:262508, 2009. 1
- [10] Z. K. Wang et al. Observation of frequency band gaps in a one-dimensional nanostructured magnonic crystal. *Appl. Phys. Lett.*, 94:083112, 2009. 1
- [11] C. G. Sykes; J. D. Adam und J. H. Collins. Magnetostatic wave propagation in a periodic structure. *Appl. Phys. Lett.*, 29:388, 1976. 1
- [12] V. V. Kruglyak; S. O. Demokritov und D. Grundler. Magnonics. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 43:264001, 2010. 1
- [13] K. Adachi; D. Bonnenberg; J.J.M. Franse; R. Gersdorf; K.A. Hempel; K. Kanematsu; S. Misawa; M. Shiga; M.B. Stearns und H.P.J. Wijn. *Magnetic Properties of Metals: 3d, 4d and 5d Elements, Alloys and Compounds, Landolt-Börnstein, New Series III / 19a, Chapter 1.2.1.1*. Springer-Verlag, 1986. 2, 54
- [14] J. Lindner und M. Farle. *Magnetic Anisotropy of Heterostructures in Advances and Perspectives in Spinstructures and Spintransport*. Springer Tracts in Modern Physics, 2008. 2

- [15] R. A. Gallardo; K. Lenz; J. Lindner und P. Landeros. Ferromagnetic resonance response of thin films with one- and two-dimensional patterned arrays of periodic perturbations. To be published soon, based on a theory in [75]. 2, 21, 22, 95
- [16] M.J. Donahue und D.G. Porter. Oommf users guide, version 1.2alpha3. Interagency Report NISTIR 6376, 1999. 2, 28, 54, 95
- [17] D. Mauri et al. Magnetism in very thin films of permalloy measured by spin polarized cascade electrons. *Appl. Phys.*, A 49:439–447, 1989. 3
- [18] G. C. Fletcher. Calculations of the first ferromagnetic anisotropy coefficient, gyromagnetic ratio and spectroscopic splitting factor for nickel. *Proc. Phys. Soc. A*, 67:505, 1954. 3
- [19] J. Lindner. *Ferromagnetische Resonanz an ultradünnen magnetischen Einfach- und Mehrfachlagen der 3d-Übergangsmetalle - Statik und Dynamik*. PhD thesis, Freie Universität Berlin, 2003. 3
- [20] J. Smit und H. P. J. Wijn. *Ferrites*. Philips Technical Library, 1959. 4, 6
- [21] C. Kittel. *Einführung in die Festkörperphysik - 13. korrigierte Auflage*. Oldenbourg Wissenschaftsverlag München, 2002. 4
- [22] C. Kittel. On the gyromagnetic ratio and spectroscopic splitting factor of ferromagnetic substances. *Phys. Rev.*, 76:743–748, 1949. 4, 54
- [23] A. J. P. Meyer und G. Asch. Experimental g' and g values of fe, co, ni, and their alloys. *Journal of Applied Physics*, 32(3):330, 1961. 4
- [24] J. D. Jackson. *Klassische Elektrodynamik*. Walter de Gruyter, 1999. 4, 9
- [25] T.L. Gilbert. A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials. *IEEE Transactions on Magnetics*, 40:3443 – 3449, 2004. 5
- [26] S.V. Vonsovskii. *Ferromagnetic resonance; the phenomenon of resonant absorption of a high-frequency magnetic field in ferromagnetic substances, edited by S.V. Vonsovski. Translated by H.S.H. Massey. Translation edited by D. ter Haar*. Pergamon Press Oxford, New York,, [1st english ed.]. edition, 1966. 5, 6, 7
- [27] M. Sparks. *Ferromagnetic Relaxation Theory*. McGraw-Hill Book Company, 1964. 5
- [28] R. Berger; J. Bissey und J. Kliava. Lineshapes in magnetic resonance spectra. *J. Phys.: Condens. Matter*, 12:9347 – 9360, 2000. 6
- [29] M.J. Hurben und C.E. Patton. Theory of magnetostatic waves for in-plane magnetized isotropic films. *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, 139:263–291, 1994. 6, 7
- [30] G.T. Rado and J.R. Weertman. Spin-wave resonance in a ferromagnetic metal. *J. Phys. Chem. Solids*, 11:315–333, 1959. 6
- [31] C. KITTEL. Interaction of spin waves and ultrasonic waves in ferromagnetic crystals. *Phys. Rev.*, 1958. 6

-
- [32] W. S. Ament und G. T. Rado. Electromagnetic effects of spin wave resonance in ferromagnetic metals. *Phys. Rev.*, 97:1558–1566, 1955. 6
- [33] K. Yu. Guslienko. Effective dipolar boundary conditions for dynamic magnetization in thin magnetic stripes. *Phys. Rev. B*, 66:132402, 2002. 6
- [34] H. Suhl. Ferromagnetic resonance in nickel ferrite between one and two kilomegacycles. *Phys. Rev.*, 97:555, 1955. 6
- [35] J. R. Macdonald. Ferromagnetic resonance and the internal field in ferromagnetic materials. *Proc. Phys. Soc. A*, 64:968, 1951. 6
- [36] Z. Frait, D. Fraitova, C. Dufour, P. Mangin, and G. Marchal. Magnetic surface anisotropy at the iron-silicon interface. *IEEE Transactions on Magnetics*, 30:711–713, 1994. 7, 119
- [37] A. B. Rinkevicha; D. V. Perova; V. O. Vaskovskiib und V. N. Lepalovskiib. Regularities in penetration of electromagnetic waves through metallic magnetic films. *Technical Physics*, 54:1339 – 1349, 2009. 7
- [38] Z. Frait und D. Fraitová. Ferromagnetic resonance and surface anisotropy in iron single crystals. *J. Magn. Magn. Mat.*, 15-18:1081 – 1082, 1980. 7, 119
- [39] A.V. Petukhov und A. Liebsch. Theory of second harmonic generation from metal surfaces: frequency dependence and penetration depth of surface anisotropy of al(111). *Surface Science*, 320:151 – 156, 1994. 7
- [40] A.M.L. Messiah und O. W. Greenberg. Symmetrization postulate and its experimental foundation. *Phys. Rev.*, 136:B248 – B267, 1964. 8
- [41] W. Heisenberg. Zur Theorie des Ferromagnetismus. *Z. Phys. A*, 4:619, 1928. 8
- [42] H. Kronmüller und S. Parkin. *Handbook of Magnetism and Advanced Magnetic Materials. Volume 2: Micromagnetism*. John Wiley & Sons, 2007. 8
- [43] S. Demokritov und E. Tsybal. Light scattering from spin waves in thin films and layered systems. *J. Phys.: Condens. Matter*, 6:7145 – 7188, 1994. 9
- [44] T. Fließbach. *Elektrodynamik*. Spektrum Akademischer Verlag, 4. Aufl, 2004. 9
- [45] W. F. Brown. Theory of reversible magnetization in ferromagnetics. *Phys. Rev.*, 55:568–578, 1939. 10, 17
- [46] D. Stancil und A. Prabhakar. *Spin Waves, Theory and Applications*. Springer Science+Business Media, 2009. 11
- [47] R. Arias und D. L. Mills. Extrinsic contributions to the ferromagnetic resonance response of ultrathin films. *Phys. Rev. B*, 60:7395–7409, 1999. 12, 13, 14
- [48] C. Kittel. *Quantum Theory of Solids*. J. Wiley and Sonst, 1963. 14
- [49] C. Kittel. On the theory of ferromagnetic resonance absorption. *Phys. Rev.*, 73:155ff, 1948. 14

- [50] A. Aharoni. *Introduction to the Theory of Ferromagnetism*. Oxford University Press, 2000. 17
- [51] S. Lipschutz. *Lineare Algebra, Theorie und Anwendung*. McGraw-Hill Book Company, 1979. 24
- [52] R. D. McMichael und D. J. Twisselmann. Localized ferromagnetic resonance in inhomogeneous thin films. *Phys. Rev.*, 90:227601, 2003. 24
- [53] W. Wang et al. Two-dimensional periodic boundary conditions for demagnetization interactions in micromagnetics. *Computational Materials Science*, 49:–, 2010. 28
- [54] A. Krohn. *Spinwelleninterferenz in ferromagnetischen Streifen und Rollen*. PhD thesis, Universität Hamburg, 2010. 28
- [55] S. Stienen. *Spin/dynamik und -manipulation an mikrostrukturierten Systeme in Simulation und Experiment*. PhD thesis, Universität Duisburg-Essen, 2013. 29
- [56] D. Polder. VIII. on the theory of ferromagnetic resonance. *Phil. Mag.*, 40:99 – 115, 1949. 29
- [57] M. Kitada. Magnetic properties of permalloy/permalloy- oxide multilayer thin films. *Journal of Materials Science*, 26:4150–4154, 1991. 35
- [58] M. R. Fitzsimmons; T. J. Silva und T. M. Crawford. Surface oxidation of permalloy thin films. *Phys. Rev. B*, 73:014420, 2006. 35
- [59] I. Barsukov et al. Frequency dependence of spin relaxation in periodic systems. *Phys. Rev. B*, 84:140410(R), 2011. 37, 38, 82, 121, 122
- [60] Kilian Lenz (Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf). Private Kommunikation, 2012. 38
- [61] Igor Barsukov. *Magnetisierungsdynamik in dünnen Filmen*. PhD thesis, Universität Duisburg-Essen, 2012. 38
- [62] F. Römer. *Breitbandige in situ Ferromagnetische Resonanz und niederfrequente Suszeptibilitätsmessungen an Eisen auf III-V Halbleitern*. PhD thesis, Universität Duisburg-Essen, 2012. 41
- [63] K. Wagner. *In situ frequenzabhängige ferromagnetische Resonanz an epitaktisch gewachsenen Fe-Schichten*. Bachelorarbeit, Universität Duisburg-Essen, 2010. 41
- [64] D. W. Marquardt. An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters. *J. Soc. Indust. Appl. Math*, 11:431–441, 1963. 43
- [65] R. Bonin et al. Dependence of magnetization dynamics on magnetostriction in nife alloys. *Journal of Applied Physics*, 98:123904, 2005. 54
- [66] G. C. Bailey und C. Vittoria. Spin-wave resonance fields, linewidths, and intensities of a permalloy film: Theory and experiment. *Phys. Rev. Lett.*, 28:100–103, 1972. 54
- [67] M. Henmon und B. Henmon. stiffness constant measurement in ni-fe alloys by neutron inelastic scattering. *Solid State Communications*, 17:899–902, 1975. 54

-
- [68] N. Smith; W. Doyle; D. Markham und D. LaTourette. Magneto-resistive measurement of the exchange constant in varied-thickness permalloy. *IEEE Transactions on Magnetic*, 5:4362, 1989. 54
- [69] Z. Frait. FMR in thin permalloy films with small surface anisotropy. *Physica B+C*, 86 - 88:1241–1242, 1977. 54
- [70] V. Heine; A. J. Holden und P. J. Iin-Chung M. V. You. Magnetism in iron at high temperatures. *Phys. Rev. Lett.*, 44:1282–1284, 1980. 54
- [71] A. Z. Maksymowicz. Exchange constant and surface pinning in single permalloy films. *Thin Solid Films*, 197:287–292, 1991. 54
- [72] G. Gubbiottia et al. Normal mode splitting in interacting arrays of cylindrical permalloy dots. *J. Appl. Phys.*, 99:08C701, 2006. 54
- [73] X. Zhang; L. Shi und Y. Zhai. The in-plane anisotropy of permalloy arrays of submicron rectangular elements. *Modern Physics Letters B*, 16:33–39, 2002. 54
- [74] J. P. Nibarger; R. Lopusnik; Z. Celinski; und T. J. Silva. Variation of magnetization and the lande g factor with thickness in ni-fe films. *Applied Physics Letters*, 83:93, 2003. 54
- [75] P. Landeros und D. L. Mills. Spin waves in periodically perturbed films. *Phys. Rev. B*, 85:054424, 2012. 82, 126
- [76] R. I. Jseph und E. Schlomann. Demagnetizing field in nonellipsoidal bodies. *Journal of Applied Physics*, 36:1579, 1965. 99
- [77] C P. Poole. *Electron Spin Resonance*. John Wiley & Sons, 1983. 119

Danksagungen

Diese Master-Arbeit wurde durch die Unterstützung und Zusammenarbeit vieler Menschen möglich, denen ich hiermit herzlich danken möchte. Jeder der genannten Personen gebührt dabei mein ganz individueller Dank und die Reihenfolge auf die ich mich hier festlege, soll nicht wertender Natur sein.

Zunächst möchte ich PROF. DR. MICHAEL FARLE danken für die Möglichkeit im spannenden Gebiet des Magnetismus meine Masterarbeit schreiben zu können sowie für ein stets offenes Ohr und Unterstützung in allen Belangen. Außerdem für eine stets angenehme Arbeitsatmosphäre und eine zu beneidende grundsätzliche freundliche und menschliche Art eine Arbeitsgruppe zu leiten.

JÜRGEN LINDNER für die zahlreichen Diskussionen, Ideen, Motivationsschübe und vieles mehr. Nicht zuletzt auch für die durch Ihn erst ermöglichte Zusammenarbeit mit dem Institut für Ionenstrahlphysik und Materialforschung des Helmholtz-Zentrums Dresden-Rossendorf sowie Rodolfo Gallardo und Pedro Landeros.

PEDRO LANDEROS und RODOLFO GALLARDO für die theoretische Unterstützung und unermüdliche Diskussionsbereitschaft, sowie der Bereitstellung eines Programmes zur Berechnung der FMR-Signale nach dem von Ihnen entwickelten Modell.

RANTEJ BALI, ANJA BAHNHOLZER, KILIAN LENZ sowie RENÉ HÜBNER für die hervorragende Zusammenarbeit und Unterstützung, insbesondere zur Probenherstellung und zur Anfertigung der Querschnittspräparationen.

FLORIAN RÖMER Es ist, war und bleibt mit immer eine große Freude mit Dir zusammenzuarbeiten. Du hast mich an das Arbeiten mit der Kurzschluss-Technik herangeführt und meiner Ansicht nach einen wirklich optimalen Messaufbau konstruiert. Die guten Ratschläge beim Programmieren und ein stets offenes Ohr. Nicht zuletzt möchte ich auch den musikalischen Beiträgen zum Labor und so manchem lustigen Abend und leckeren Cocktails danken.

RALF MECKENSTOCK für die wohl unerschöpfliche Bereitschaft meine Fragen zu ertragen und kompetent zu beantworten.

SVEN STIENEN für die zahlreichen Diskussionen über Spinwellen, Spinnereien, mikromagnetische Simulationen und alle weiteren Besonderheiten oder Banalitäten. Die vielen Lacher mit Dir zusammen und die lustige Zeit im Büro.

Ganz herzlich möchte ich bei meinen ELTERN UND GROSSELTERN bedanken, die mich stets bei allen wichtigen Entscheidungen und Unterfangen unterstützen und mir in allen Lebenslagen beistehen.

Meiner Freundin STEPHANIE, die mich auch trotz meiner „Abwesenheit“ während der arbeitsintensiven Zeit durch Höhen und Tiefen begleitet hat und mir die Zeit mit ihr zusammen immer versüßt.

Nicht zuletzt möchte ich nochmals Allen danken, die bei der Entstehung dieser Arbeit mitgeholfen haben und an dieser Stelle nicht namentlich genannt wurden.

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt, sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Duisburg, den 29. August 2013

Kai Wagner