



**TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DRESDEN**

Fachrichtung Physik, Helmholtz-Zentrum Dresden - Rossendorf

Institut für Ionenstrahlphysik und Materialforschung

Bachelor-Arbeit

Nichtlineare Spinwellen in magnetischen Vortexstrukturen

Franziska Wehrmann

Geboren am: 5. Mai 1994 in Hof

Matrikelnummer: 3855089

Immatrikulationsjahr: 2012

zur Erlangung des akademischen Grades

Bachelor of Science (B.Sc.)

Erstgutachter

Prof. Dr. Jürgen Fassbender

Zweitgutachter

Prof. Dr. Manfred Helm

Eingereicht am: 20. Mai 2016

Motivation

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wird das lineare, sowie das nichtlineare Verhalten von Spinwellen in ferromagnetischen Vortexstrukturen untersucht. Vortices sind auf Grund ihrer speziellen magnetischen Struktur vor allem für zukünftige Anwendungen der Datenspeicherung und Übertragung interessant. Besonders an der Vortexstruktur ist, dass sie nur geringe Streufelder erzeugt und die Größe des Vortexkerns nur wenige Nanometer beträgt. Eine herausragende Eigenschaft solcher Strukturen ist zudem, dass das Modenspektrum zwischen der fundamentalen Mode und den restlichen Moden eine große Lücke aufweist und diese dadurch isoliert von den anderen genutzt werden kann.

Für eine technische Anwendung ist besonders interessant, wie sich die magnetischen Momente im Vortexzustand bei starken, oszillierenden Magnetfeldern verhalten. Simulationen aus dem Jahr 2015 sagen voraus, dass Spinwellen in solchen Systemen den Vortexkern schalten können und es zudem zur Solitonbildung kommen kann [1]. Solitonen sind für die Datenübertragung gut geeignet, da sie während der Fortbewegung ihre Form beibehalten. Dieses Verhalten wird im Rahmen der Bachelorarbeit mit Hilfe der (zeitaufgelösten) Brillouin-Lichtstreu-Mikroskopie an ferromagnetischen, dünn-schichtigen Scheiben untersucht. Insbesondere wird mittels der BLS-Mikroskopie neben dem bereits besser untersuchten linearen Bereich, auch der nichtlineare Bereich bei hohen Spinwellenintensitäten betrachtet. Unter dem Einfluss starker anregender Magnetfelder wurde an ferromagnetischen Proben anderer Geometrie außerdem der nichtlineare Effekt der Aufspaltung von Spinwellen aufgrund der drei-Magnonen-Streuung festgestellt [2]. Wie sich diese Aufspaltung für Spinwellen in Vortices verhält und wie die Intensitätsverteilung der Spinwellen über der Scheibengeometrie aussieht, kann ebenfalls mit dem vorhandenen Messaufbau nachvollzogen werden. Dort wird die Erzeugung höherer Harmonischer Frequenzen, sowie die Frequenzaufspaltung anhand drei-Magnonen-Streuung festgestellt.

Für die Durchführung dieser Messungen werden kreisförmige Scheiben aus dem ferromagnetischen Material Permalloy ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) hergestellt, in denen durch ein oszillierendes Magnetfeld Spinwellen angeregt werden können. Das Verhältnis von Dicke zu Radius der Scheibe gewährleistet, dass sich die magnetischen Momente im Vortexzustand befinden.

Inhaltsverzeichnis

1	Theoretische Grundlagen	4
1.1	Magnetismus	4
1.1.1	Austauschwechselwirkung	5
1.1.2	Entmagnetisierungsfeld	5
1.1.3	Vortexzustand	6
1.2	Magnetisierungsdynamik	7
1.2.1	Bewegungsgleichung der Magnetisierung	7
1.2.2	Spinwellen	9
1.2.3	Dispersionsrelation	10
2	Messmethodik und Probenherstellung	12
2.1	Brillouin-Lichtstreu-Mikroskopie	12
2.1.1	Brillouin-Lichtstreuung	12
2.1.2	Tandem-Fabry-Perot Interferometer	14
2.1.3	Zeitaufgelöste Brillouin-Lichtstreu-Mikroskopie	16
2.2	Probenherstellung	17
2.2.1	Probendesign	17
2.2.2	Herstellung	18
3	Lineare Spinwellen	21
4	Nichtlineare Spinwellen	24
4.1	Frequenzspektren bei Variation der Anregungsamplitude	24
4.2	Radiale Quantisierung und Solitonerzeugung	27
4.2.1	Leistungsabhängige Ortsauflösung der ersten radialen Mode	28
4.2.2	Zeitabhängige Ortsauflösung der ersten radialen Mode	28
4.3	Aufspaltung von Spinwellen	29
4.4	Spinwellenmoden bei starken und schwachen anregenden Magnetfeldern	35
4.5	Nichtlineares Verhalten der Aufspaltung	36
5	Zusammenfassung und Ausblick	39

1 Theoretische Grundlagen

1.1 Magnetismus

Generell ist jedes Material magnetisch, jedoch lässt sich zwischen der Art des Magnetismus unterscheiden.

Die grundlegendste Form des Magnetismus ist der Diamagnetismus, da er in allen Materialien vorherrscht. Ein Diamagnet wird allerdings nur als solcher benannt, wenn keine stärkere Form des Magnetismus (Paramagnetismus oder „kollektiver“ Magnetismus) vorherrscht, welche die Eigenschaften des Diamagnetismus überwiegen würden [4]. Wird ein solches Material in ein externes Magnetfeld eingebracht, so werden in diesem nach der Lenzschen Regel magnetische Momente induziert, die sich spontan so ausrichten, dass sie der Ursache (d.h. dem externen Magnetfeld) entgegen gerichtet sind.

Materialien, die permanente magnetische Momente besitzen lassen sich wiederum nach ihrer Kopplung und die von ihr erzeugten Ordnung unterteilen. Sind die permanenten magnetischen Momente zwar vorhanden, allerdings ohne Kopplung zwischen ihnen, handelt es sich um einen Paramagneten. Ein externes Magnetfeld bewirkt bei diesem, dass sich die magnetischen Momente in die selbe Richtung ausrichten, in die das externe Magnetfeld orientiert ist. Im Gegensatz zum Paramagnetismus sind beim „kollektiven“ Magnetismus die permanenten magnetischen Momente auch ohne Einwirkung eines äußeren Magnetfeldes parallel zueinander ausgerichtet, sie sind also miteinander gekoppelt. Sind sie nicht nur parallel zueinander ausgerichtet, sondern zeigen ebenfalls alle in dieselbe Richtung, spricht man von Ferromagnetismus. Ist die Ausrichtung der Momente zwar parallel zueinander, jedoch die Richtung unterschiedlich, so handelt es sich um Ferri- oder Antiferromagnete [4].

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Proben mit dem ferromagnetischen Material $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$, welches auch Permalloy genannt wird, verwendet, weshalb im Folgenden der Ferromagnetismus genauer erklärt werden soll. Außerdem wird im weiteren Kontext der Arbeit das Wort „magnetisch“ immer synonym für „ferromagnetisch“ verwendet.

Ferromagnetismus

Wegen der Tatsache, dass bei ferromagnetischen Materialien die magnetischen Momente auch ohne ein externes Magnetfeld ausgerichtet sind, muss eine Art von Wechselwirkung zwischen den magnetischen Momenten vorherrschen, die stark genug ist, um diese Ordnung zu erklären.

Die langreichweitige Dipol-Dipol-Wechselwirkung, deren Energie sich in einer Größenordnung von 10^{-4} eV befindet [3], was einer Temperatur von etwa 1,2 K entspricht, reicht nicht aus, um den Richteffekt bei Raumtemperatur zu rechtfertigen. Allerdings ist die kurzreichweitige Austauschwechselwirkung, die im Energiebereich einiger eV wechselwirkt [3], stark genug, um diesen Effekt zu erklären. Aber auch diese ist ab einer gewissen Temperatur, der sogenannten Curie-Temperatur nicht mehr stark genug, um die langreichweitige Kopplung zwischen den magnetischen Momenten aufrecht

zu erhalten. Oberhalb dieser materialspezifischen, kritischen Temperatur geht die makroskopische Magnetisierung des Festkörpers verloren und er verhält sich wie ein Paramagnet. Beide Wechselwirkungen, die für den Ferromagnetismus relevant sind, werden im folgenden Abschnitt erklärt.

1.1.1 Austauschwechselwirkung

Die Austauschwechselwirkung beruht darauf, dass es energetisch am günstigsten ist, wenn benachbarte Spins parallel zueinander ausgerichtet sind. Die Spins der Elektronen folgen dem verallgemeinerten Pauli-Prinzip, wonach Fermionen eine antisymmetrische Gesamtwellenfunktion besitzen. Da sich die Gesamtwellenfunktion aus der Orts- und Spinwellenfunktion zusammensetzt, gibt es für die Symmetrie der Spinwellenfunktion genau zwei Möglichkeiten. Diese kann entweder symmetrisch (zwei Spins sind parallel zueinander ausgerichtet), oder antisymmetrisch (Spins antiparallel) sein. Beide Möglichkeiten werden in der Darstellung für den Hamiltonoperator aus dem Heisenbergmodell beachtet [4]:

$$\mathcal{H}_{ex} = - \sum_{i \neq j}^n J_{ij}^{ex} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j \quad (1.1)$$

Je nachdem, welches Vorzeichen das Austauschintegral J^{ex} besitzt, hat die Energie bei parallel, oder antiparallel ausgerichteten Spins ein Minimum.

Da das Austauschintegral eine Funktion des Abstandes der Spins ist, und bei zunehmendem Abstand rasch abfällt, genügt es für eine Berechnung der Austauschenergie in diesem Modell nur die Wirkung der nächsten Nachbarn aufeinander zu betrachten, die Austauschwechselwirkung hat also eine kurze Reichweite von nur wenigen Angström .

Das für diese Arbeit verwendete Material Permalloy ist ferromagnetisch, wonach die Spins parallel zueinander ausgerichtet sind und in die selbe Richtung zeigen, was bedeutet, dass die Spinwellenfunktion $\chi(\mathbf{S}_i, \mathbf{S}_j)$ symmetrisch ist und die Ortsfunktion antisymmetrisch sein muss. Die Gesamtwellenfunktion ϕ der beiden benachbarten Spins lautet somit [11]:

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} (\psi_a(\mathbf{r}_1)\psi_b(\mathbf{r}_2) - \psi_a(\mathbf{r}_2)\psi_b(\mathbf{r}_1)) \chi(\mathbf{S}_i, \mathbf{S}_j) \quad (1.2)$$

Die Energie berechnet sich aus [11]:

$$E = \int \phi^* \mathcal{H}_{ex} \phi d\mathbf{r}_1 d\mathbf{r}_2 \quad (1.3)$$

Der Energiebetrag der Austauschwechselwirkung liegt im Bereich weniger eV [3], womit er groß genug ist um die kollektive Ordnung der magnetischen Momente von Ferromagneten bei Raumtemperatur zu erklären.

1.1.2 Entmagnetisierungsfeld

Im Abstand \mathbf{r} eines magnetischen Moments $\boldsymbol{\mu}_m$ erzeugt dieses ein magnetisches Dipolfeld der Form [5]:

$$\mathbf{H}_{dip}(\mathbf{r}) = \frac{3\mathbf{r}(\mathbf{r} \cdot \boldsymbol{\mu}_m)}{r^5} - \frac{\boldsymbol{\mu}_m}{r^3} \quad (1.4)$$

Da jedes magnetische Moment dieses Feld erzeugt, kompensieren sich im allgemeinen die Felder der jeweils benachbarten magnetischen Momente im Innern der Probe, an der Oberfläche jedoch nicht. Die äußeren magnetischen Momente erzeugen somit über die Dipol-Dipol-Wechselwirkung ein effektives magnetisches Feld, das Entmagnetisierungsfeld.

Die Herleitung des Entmagnetisierungsfeldes wird hier nicht vollständig dargestellt, jedoch gibt es einige Aspekte, die betont werden sollen.

Bei der Beschränkung der Probe auf ein endliches Volumen spaltet sich das Poisson-Integral in einen Volumen- und einen Oberflächenanteil auf [5].

$$\psi_M(\mathbf{r}) = \underbrace{-\int_V \frac{\nabla' \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}'}_{\text{Volumenintegral}} + \underbrace{\oint_{\partial V} \frac{\mathbf{n}(\mathbf{r}') \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dF'}_{\text{Oberflächenintegral}} \quad (1.5)$$

Ist die Magnetisierungsverteilung im Volumen inhomogen, so ist die magnetische Volumenladungsdichte $\lambda_M = -4\pi \nabla(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r})$ ungleich Null und der Volumenanteil des Poisson-Integrals liefert einen Beitrag. Äquivalent dazu ist $\sigma_M = -4\pi \mathbf{n}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r})$ die magnetische Oberflächenladungsdichte. Da \mathbf{n} die nach außen orientierte Oberflächennormale auf die Oberfläche ∂V ist, existiert überall da eine magnetische Oberflächenladung, wo die Magnetisierung nicht parallel zur Oberfläche ausgerichtet ist.

Die Energieminimierung führt dazu, dass sich die magnetischen Momente vorzugsweise parallel zur Oberfläche ausrichten, um das Entmagnetisierungsfeld so schwach wie möglich zu halten.

1.1.3 Vortezzustand

Das im vorherigen Abschnitt dargestellte Entmagnetisierungsfeld beeinflusst, wie sich die magnetischen Momente einer Probe ausrichten. Da wegen des Entmagnetisierungsfeldes die magnetischen Momente vorzugsweise parallel zur Oberfläche der Probe orientiert sind, ist das Muster der magnetischen Momente stark von der Probengeometrie abhängig.

In Abbildung 1.1, ist das Phasendiagramm für die Ausrichtung der magnetischen Momente in Abhängigkeit zum Verhältnis von Höhe h zu Radius r einer Kreisscheibe dargestellt. Die Abmessungen der Scheibe sind außerdem zusätzlich mit dem Materialparameter der Austauschlänge des Materials $l_{ex} = \sqrt{2A/(\mu_0 M_s^2)}$ normiert, wobei A die Austauschkonstante und M_s die Sättigungsmagnetisierung sind. Für Permalloy ergibt sich für die Austauschlänge $l_{ex} = 5,29 \text{ nm}$ [7].

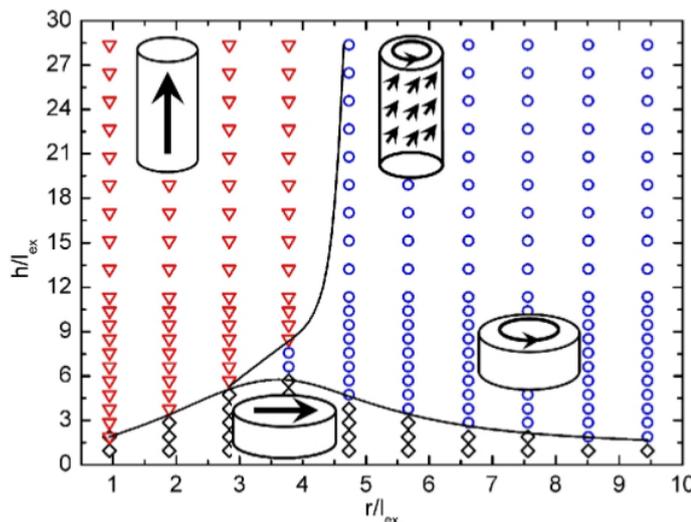


Abbildung 1.1: Phasendiagramm für die Ausrichtung der magnetischen Momente in Abhängigkeit des Verhältnisses zwischen reduzierter Höhe h/l_{ex} und reduziertem Radius r/l_{ex} (l_{ex} : Austauschlänge, materialabhängig). Abbildung entnommen aus [7]

In dieser Arbeit wurden magnetische Materialien in Scheibenform hergestellt. Der Scheibendurchmesser betrug hierbei $5 \mu\text{m}$ und die Dicke 40 nm . Somit ergibt sich für den reduzierten Radius $r/l_{ex} = 472,59$ und für die reduzierte Höhe $h/l_{ex} = 7,56$. Dieser Wert ist nicht mehr im dargestellten Bereich enthalten. Allerdings wird aus dem Graphenverlauf deutlich, dass sich diesem Verhältnis der Dicke zum Durchmesser die magnetischen Momente in einem sogenannten Vortezzustand ausrichten. Bei dieser speziellen Geometrie ist es möglich, dass am Rand der Struktur die magnetischen Momente keinen senkrechten Anteil zur Randfläche haben, wodurch das Entmagnetisierungsfeld optimal minimiert wird. Lediglich um den Mittelpunkt der Scheibe gibt es einen Bereich, in dem magnetische

Momente aus der Scheibenebene heraus zeigen und somit eine magnetische Oberflächenladung erzeugen. Dieser Bereich wird Vortexkern genannt. Zur Bestimmung der Größe des Vortexkerns wurden in [8] Vortices untersucht, die sich in 8 nm dicken Eisenfilmen ausgebildet hatten. Die experimentell bestimmte Größe des Vortexkerns beträgt in diesen Systemen 9 ± 1 nm.

1.2 Magnetisierungsdynamik

Die Magnetisierung ist nicht starr an ihre Ruhelage gebunden, sondern kann gegen diese ausgelenkt werden und beginnt dann um diese Ruhelage zu präzedieren. Eine solche Anregung der Magnetisierung wird auch als Magnon bezeichnet, welches das magnetische Äquivalent zu den Phononen, der Gitterschwingung in Festkörpern, darstellt.

Nach der Anregung der Magnetisierung präzedieren alle magnetischen Momente mit der gleichen Frequenz, nur die Phase kann von Spin zu Spin unterschiedlich sein, womit in dem Fall eine Wellenlänge der Spinwelle definiert werden kann.

1.2.1 Bewegungsgleichung der Magnetisierung

Die Landau-Lifschitz-Gleichung (später Landau-Lifschitz- und Gilbert-Gleichung) ist die fundamentale Gleichung der Spindynamik und beschreibt die Spinbewegung eines angeregten Spins um seine Ruhelage, unter Beachtung externer und interner Magnetfelder [9].

Das effektive Magnetfeld \mathbf{H}_{eff} setzt sich aus mehreren Teilfeldern zusammen:

$$\mathbf{H}_{eff} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}(t) + \mathbf{H}_{ex} + \mathbf{H}_{dip} + \dots \quad (1.6)$$

\mathbf{H}_0 und $\mathbf{H}(t)$ sind die externen magnetischen Felder, wobei das erste ein zeitlich konstantes Feld beschreibt, wohingegen das zweite sich zeitlich ändert. Die Felder \mathbf{H}_{ex} (Austauschfeld) und \mathbf{H}_{dip} (Entmagnetisierungsfeld) wurden bereits im vorherigen Abschnitt erklärt und beschreiben interne Magnetfelder. Es existieren noch weitere interne Felder, die zum Beispiel durch Anisotropien im Kristallgitter, oder der Austauschenergie zwischen verschiedenen Materialschichten hervorgerufen werden. Diese Beiträge zum effektiven Magnetfeld werden allerdings im Weiteren vernachlässigt.

Ist ein magnetisches Moment μ_m aus seiner Ruhelage ausgelenkt und steht somit nicht mehr parallel zum effektiven magnetischen Feld \mathbf{H}_{eff} , so wirkt auf das magnetische Moment ein Drehmoment \mathbf{D} , welches wie folgt beschrieben werden kann [9]:

$$\mathbf{D} = \frac{d\mathbf{L}}{dt} = \mu_m \times \mathbf{H}_{eff} \quad (1.7)$$

Für den Drehimpuls \mathbf{L} gilt außerdem $\mathbf{L} = -\gamma^{-1} \mu_m$, wobei γ das sogenannte gyromagnetische Verhältnis ist. Damit lässt sich Gleichung 1.7 erweitern zu

$$-\frac{1}{\gamma} \frac{d\mu_m}{dt} = \mu_m \times \mathbf{H}_{eff} \quad (1.8)$$

Verallgemeinert man diese Beziehung nun von einem magnetischen Moment auf die Gesamtmagnetisierung \mathbf{M} , erhält man die Bewegungsgleichung der Magnetisierung, die Landau-Lifschitz-Gleichung:

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} \quad (1.9)$$

Dieser Bewegungsgleichung folgend würde eine einmal ausgelenkte Magnetisierung endlos um ihre Ruhelage präzedieren, ohne zu dieser zurück zu kehren. Tatsächlich ist dies allerdings nicht der Fall, weswegen die Landau-Lifschitz-Gleichung um einen Dämpfungsterm erweitert werden muss.

Dämpfung

Um die Realität besser darstellen zu können, muss die bisher dargestellte Bewegungsgleichung um einen Dämpfungsterm erweitert werden. Der von Gilbert eingeführte Dämpfungsterm führt zur Landau-Lifschitz- und Gilbert-Gleichung [9], die den Gilbert-Dämpfungsparameter α beinhaltet.

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = -\gamma\mu_0\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_s} \left(\mathbf{M} \times \frac{d\mathbf{M}}{dt} \right) \quad (1.10)$$

Gilberts Ansatz berücksichtigt, dass die Dämpfung bei höheren Frequenzen stärker wird, weswegen schneller präzedierende Magnetisierungen schneller wieder in ihre Ruhelage zurück kehren. Zur Veranschaulichung der Landau-Lifschitz- und Gilbert-Gleichung sind die resultierenden Vektoren in Abbildung 1.2 dargestellt.

Wegen des Kreuzprodukts $\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{eff}$ steht die Präzession (grün) senkrecht auf die beiden erzeugenden Vektoren und bewirkt eine kreisförmige Bewegung der Magnetisierung um das effektive Magnetfeld. Die Dämpfung (orange) steht wiederum jeweils senkrecht auf Präzession und Magnetisierung, zeigt also in Richtung des effektiven Magnetfeldes und zwingt die ausgelenkte Magnetisierung zurück in deren Ruhelage. Dadurch verformt sich ihre kreisförmige Bewegung zu einer Spirale, die im Mittelpunkt, also der Ruhelage endet.

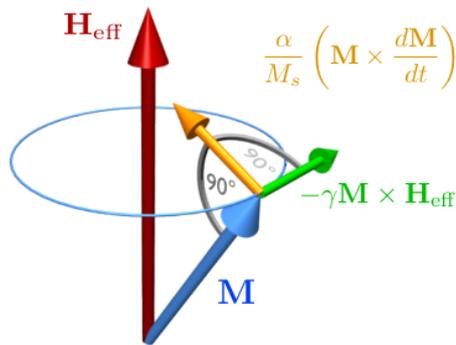


Abbildung 1.2: Veranschaulichung der Landau-Lifschitz- und Gilbert-Gleichung. Abbildung entnommen aus [10]

Lebensdauer

Nach der Auslenkung einer Magnetisierung aus ihrer Ruhelage präzediert sie um diese. Da die Präzession gedämpft ist, kehrt die Magnetisierung mit der Zeit in ihre Ruhelage zurück. Als Kenngröße der Dauer dieser Präzession dient die Lebensdauer, welche angibt wie viel Zeit benötigt wird, bis die Amplitude der ausgelenkten Magnetisierung nach Entfernen der Anregung um den Faktor $1/e$ gefallen ist.

Die Berechnung der Lebensdauer wurde mit Hilfe von *Spin Waves - Theory and Applications* von D. Stancil und A. Prabhakar [11] nachvollzogen.

Für die Lebensdauer T_0 der gleichförmig präzedierenden Magnetisierungen gilt:

$$\frac{1}{T_0} = \omega\alpha \quad (1.11)$$

Für spezielle Geometrien, bei denen die Magnetisierungen nicht gleichförmig, sondern versetzt zueinander schwingen, wird die Präzessionsfrequenz ω als komplex angenommen, womit die Lebensdauer T_k über den Imaginärteil der Präzessionsfrequenz definiert werden kann. Es gilt:

$$\frac{1}{T_k} = -\text{Im}(\omega) \quad (1.12)$$

Wegen des Dämpfungsterms in der Landau-Lifschitz- und Gilbert-Gleichung 1.10, hängt die Präzessionsfrequenz vom effektiven Magnetfeld ab und es gilt der Übergang: $\omega(\omega_0) \rightarrow \omega(\omega_0 - i\alpha\omega)$,

wobei $\omega_0 = -\gamma\mu_0 H_{eff}$ ist, woraus mit 1.11 folgt:

$$\omega(\omega_0) = \omega \left(\omega_0 - \frac{i}{T_0} \right) \stackrel{\text{Taylorentw.}}{\approx} \omega(\omega_0) - i \frac{\partial \omega}{\partial \omega_0} \frac{1}{T_0} \quad (1.13)$$

Für den letzten Näherungsschritt wurde eine Taylorentwicklung um ω_0 durchgeführt. Der erste Summand entspricht der Frequenz in Abwesenheit der Dämpfung und ist somit reell. Der Imaginärteil der gedämpften Schwingung kann also mit dem zweiten Summanden beschrieben werden und mit 1.12 folgt schließlich:

$$\frac{1}{T_k} = \frac{1}{T_0} \frac{\partial \omega}{\partial \omega_0} \quad (1.14)$$

Oft ist es hilfreich die Lebensdauer über die Dispersionsrelation der Form $F(\omega, k, \omega_0) = 0$ zu definieren, womit sich für die Lebensdauer T_k ergibt:

$$\frac{1}{T_k} = -\frac{1}{T_0} \frac{\partial F / \partial \omega_0}{\partial F / \partial \omega} \quad (1.15)$$

In nachfolgenden Abschnitt 1.2.3 wird dargestellt, dass die Dispersionsrelation von der Proben-geometrie abhängt, also davon in welche Richtung sich die Spinwelle ausbreitet, bezogen auf die Orientierung der Magnetisierung.

Für die beiden Spezialfälle, dass Wellenvektor und Magnetisierung senkrecht (Index MO) oder parallel (Index BV) zueinander ausgerichtet sind, ergeben sich die folgenden Ausdrücke für die Lebensdauer [11]:

$$\frac{1}{T_{k,MO}} = \alpha \left(\omega_0 + \frac{1}{2} \omega_M \right) \quad (1.16)$$

$$\frac{1}{T_{k,BV}} = \alpha \frac{\omega_0^2 + \omega^2}{2\omega_0} \quad (1.17)$$

Dabei ist $\omega_M = -\gamma\mu_0 M_s$ mit der Sättigungsmagnetisierung M_s .

1.2.2 Spinwellen

Werden wenige Spins eines Systems zum Beispiel durch den Einfluss externer Thermischer- oder Magnetfelder angeregt, so koppeln wegen der oben erwähnten Austausch- und Dipol-Dipol-Wechselwirkung auch alle anderen Spins des Systems an diese Bewegung. Das gemeinsame Oszillieren der Spins wird als Spinwelle bezeichnet, deren Quantisierungseinheit nach der zweiten Quantisierung der Quantenmechanik „Magnon“ genannt wird [4].

Benachbarte Spins oszillieren mit gleicher Frequenz, allerdings ist ihre Phase unterschiedlich. Der Abstand zweier Spins die wieder in Phase oszillieren wird als die Wellenlänge λ der Spinwelle definiert. In Abbildung 1.3 ist eine schematische Zeichnung einer Spinwelle im Intervall einer Wellenlänge dargestellt.

Der Wellenvektor \mathbf{k} einer Spinwelle zeigt in deren Ausbreitungsrichtung, sein Betrag ist über die Beziehung $|\mathbf{k}| = 2\pi/\lambda$ definiert.

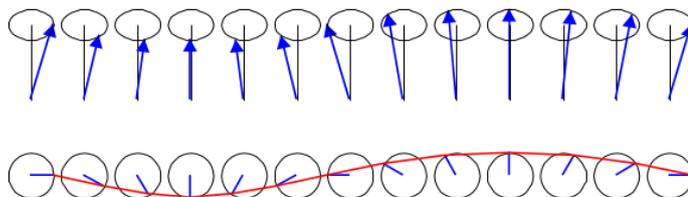


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung einer Spinwelle über die Weite einer Wellenlänge. Abbildung aus [12].

1.2.3 Dispersionsrelation

Für die Ausbreitungsgeschwindigkeit von Spinwellen macht es einen Unterschied, in welcher Richtung sich die Spinwelle zur Magnetisierung bewegt. Im Jahr 1986 veröffentlichten B. A. Kalinikos und A. N. Slavin die Herleitung der Dispersionsrelation von Spinwellen in dünnen magnetischen Schichten [13]. Die allgemeine Formulierung ist recht kompliziert, weswegen im Folgenden nur die Fälle für die Winkel $\theta = 0^\circ$ und $\theta = 90^\circ$ zwischen Magnetisierung \mathbf{M} und Wellenvektor \mathbf{k} der Spinwelle betrachtet werden.

Magnetostatische Oberflächenmode

Die Magnetostatische Oberflächenmode, oder auch Damon-Eshbach-Moden, bezeichnen solche Moden, bei der sich die Spinwellen senkrecht zur Magnetisierung ausbreiten. Die Bezeichnung der magnetostatischen Oberflächenmode kommt daher, dass die Amplituden der dynamischen Komponente der Magnetisierung bei der Oberfläche der Probe maximal ist und innerhalb der Schicht exponentiell abnimmt. Allerdings ist dieser Abfall für dünne Schichten mit einer Schichtdicke von weniger als 20 nm vernachlässigbar und die Magnetisierung ist über die gesamte Schichtdicke nahezu konstant. Bei der Vortexgeometrie entsprechen diese Moden den Spinwellenmoden, welche sich ausschließlich in radiale Richtung ausbreiten, also die Spinwellenintensität im Verlauf des Radius variiert.

Die Dispersionsrelation für Magnetostatische Oberflächenmoden (MO) unter Vernachlässigung der Austauschwechselwirkung sieht folgendermaßen aus und ist in Abbildung 1.4 (a) dargestellt:

$$\omega_{MO}(k) = |\gamma|\mu_0 \sqrt{H_0(H_0 + M_s) + \left(\frac{M_s}{2}\right)^2 (1 - \exp(-2kd))} \quad (1.18)$$

Wobei γ das gyromagnetische Verhältnis, M_s die Sättigungsmagnetisierung, H das Magnetfeld, k der Betrag des Wellenvektors und d die Schichtdicke sind.

Die Darstellung der Dispersionsrelation in Abbildung 1.4 (a) beinhaltet ebenfalls die Austauschwechselwirkung, welche in der Gleichung 1.18 vernachlässigt wurde. Die Materialparameter, welche für die Berechnung verwendet wurden, sind in der Bildunterschrift angegeben.

Magnetostatische Backward-Volumen Mode

Im Fall einer parallelen Orientierung der Ausbreitungsrichtung der Spinwelle zu der Magnetisierung spricht man von der sogenannten Backward-Volumen-Moden. Im Vortextzustand entsprechen diesem Spezialfall die rein azimutalen Moden, bei denen die Intensität der Spinwelle abhängig vom Winkel periodisch oszilliert.

Die Dispersionsrelation für diesen Fall, bei dem der Winkel θ zwischen dem Wellenvektor und der Magnetisierung gleich Null ist, sieht folgendermaßen aus, die Austauschwechselwirkung wurde wieder vernachlässigt:

$$\omega_{BV}(k) = |\gamma|\mu_0 \sqrt{H_0 \left[H_0 + M_s \left(\frac{1 - \exp(-kd)}{kd} \right) \right]} \quad (1.19)$$

Der Kurvenverlauf ist in Abbildung 1.4 (b) dargestellt, wobei auch hier die Austauschwechselwirkung in der Abbildung berücksichtigt wurde. Im Bereich kleiner Wellenvektoren besitzt die Kurve der Dispersionsrelation eine negative Steigung, wodurch die Gruppengeschwindigkeit der Spinwelle $v_g = \partial\omega/\partial k$ ebenfalls negativ ist. Auf diese negative Gruppengeschwindigkeit bezieht sich auch der Name „Backward“-Volumen-Mode. Im Bereich größerer Wellenvektoren ist die Steigung der Dispersionsrelation allerdings wieder positiv und je größer der Wellenvektor wird, desto mehr überschattet die Austauschwechselwirkung die Dipol-Dipol-Wechselwirkung und der Kurvenverlauf nimmt eine quadratische Form an.

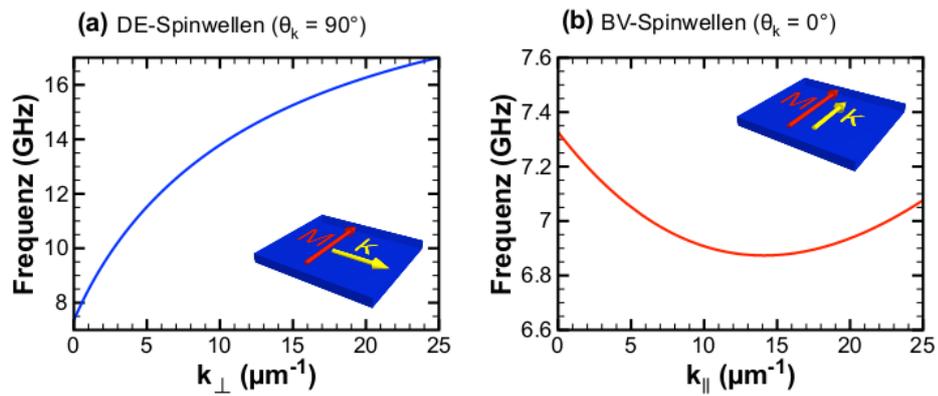


Abbildung 1.4: Dispersionsrelation für Spinwellen in einer 40 nm dicken Permalloyschicht. (a) in Magnetostatischer Oberflächenmode (auch Damon-Eshbach-Mode (DE-Mode) genannt) (b) in Backward-Volumen Mode. Für die Berechnung wurde ein Magnetfeld von 60 mT angenommen und die folgenden Materialparameter für Permalloy verwendet: $M_s = 860 \text{ kA/m}$, $|\gamma| = 176 \text{ GHz/T}$. Abbildung aus [14].

Im Vergleich der Dispersionsrelationen der beiden Fälle fällt auf, dass im selben Wellenvektorbereich die Änderung der Frequenz bei MO-Spinwellen viel größer ist, als bei BV-Spinwellen. Während sich der Frequenzbereich bei MO-Moden um 10 GHz ändert, beträgt die Änderung bei BV-Moden lediglich 1 GHz.

2 Messmethodik und Probenherstellung

2.1 Brillouin-Lichtstreu-Mikroskopie

2.1.1 Brillouin-Lichtstreuung

Die Brillouin-Lichtstreuung (BLS) basiert auf der inelastischen Streuung von monochromatischem Licht an Magnonen. Bei der inelastischen Streuung wird von dem Licht entweder ein Magnon erzeugt (Stokes-Prozess), oder vernichtet (anti-Stokes-Prozess). Wegen der Energieerhaltung verliert oder gewinnt das gestreute Licht im Vergleich zu vorher an Energie und die Wellenlänge ändert sich entsprechend. Der Streuprozess ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

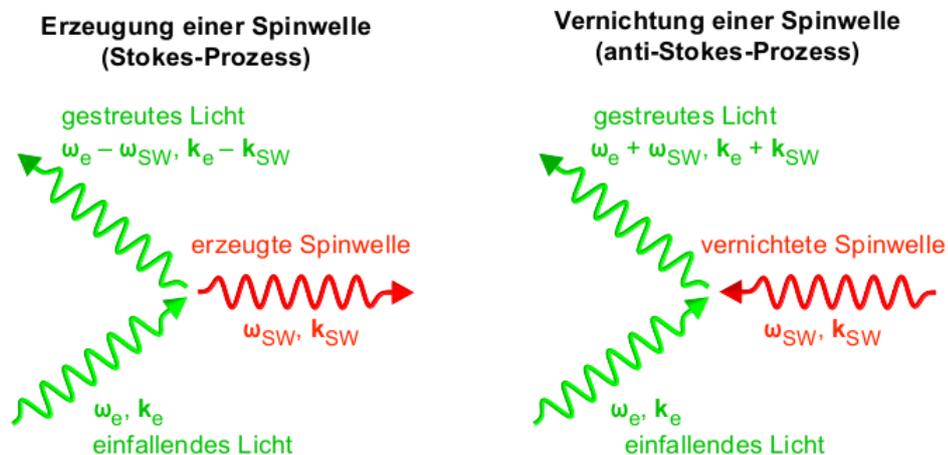


Abbildung 2.1: Streuung von monochromatischem Licht an Magnonen. Durch das Licht mit der Frequenz ω_e und dem Wellenvektor k_e kann entweder ein Magnon mit der Frequenz ω_{SW} und dem Wellenvektor k_{SW} erzeugt werden (Stokes-Prozess), oder es wird eines vernichtet (anti-Stokes-Prozess). In beiden Fällen gelten Energie- und Impulserhaltung. Abbildung aus [10].

Die Energie- und Impulsveränderung des gestreuten Lichts beruhen auf Energie- und Impulserhaltung während des Streuprozesses:

$$\text{Energieerhaltung: } \hbar\omega_s = \hbar\omega_e \pm \hbar\omega_{SW} \quad (2.1)$$

$$\text{Impulserhaltung: } \hbar k_s = \hbar k_e \pm \hbar k_{SW} \quad (2.2)$$

Wobei die Indizes folgende Informationen tragen: s (Licht, gestreut), e (Licht, einfallend), SW (Spinwelle).

In Abbildung 2.2 ist der Aufbau eines Brillouin-Lichtstreu-Mikroskops dargestellt.

Als monochromatische Lichtquelle wird ein Festkörperlaser der Wellenlänge 532 nm Wellenlänge verwendet, dessen Strahldurchmesser mit Hilfe eines Teleskops aufgeweitet wird, damit er später zu einem möglichst geringen Strahldurchmesser auf die Probe fokussiert werden kann. Noch vor dem Teleskop spaltet ein Strahlteiler einen Teil des Laserstrahls ab, der als Referenzstrahl für die Auswertung des gestreuten Lichts mit dem Tandem-Fabry-Perot Interferometer dient, dessen Aufbau und Funktionsweise in Abschnitt 2.1.2 genauer erklärt wird. An dieser Stelle ist zu bemerken, dass der abgespaltete Referenzstrahl eine sehr geringe Intensität hat, damit er den Detektor, mit dem auch das gestreute Licht analysiert wird, nicht beschädigt. Da der Wirkungsquerschnitt der Streuung des Laserlichts an Magnonen sehr gering ist, muss der Detektor sehr sensitiv auf wenige Ereignisse sein, weswegen der Referenzstrahl stark abgeschwächt werden muss, damit sich seine Intensität im messbaren Bereich befindet. Der Laserstrahl, der zur Messung dient, wird nun mit einem Objektiv auf die Probe fokussiert. Das an der Probe elastisch und inelastisch gestreute Licht wird wieder vom Objektiv aufgesammelt und nimmt den selben Weg zurück, bis es schließlich mittels eines Strahlteilers zur Auswertung mit dem Interferometer (genannt „Probenstrahl“) ausgegliedert wird. Die Probe wird zudem großflächig mit Licht für das Mikroskopbild beleuchtet, welches mit einer CCD-Kamera aufgenommen wird. Dieses Mikroskopbild ist insofern wichtig, da es als Grundlage für die Stabilisierung und Bewegung der Probe dient. Im Messprogramm kann über das Mikroskopbild eine Gruppe an Messpunkten definiert werden, die nacheinander angefahren werden, indem sich die computergesteuerte Bühne, auf der sich der Probenhalter befindet, unter dem Laserspot bewegt. Zusätzlich kann die Position der Probe durch die Bildgebung stabilisiert werden, um Langzeitmessungen trotz thermischer „Drifts“ zu ermöglichen.

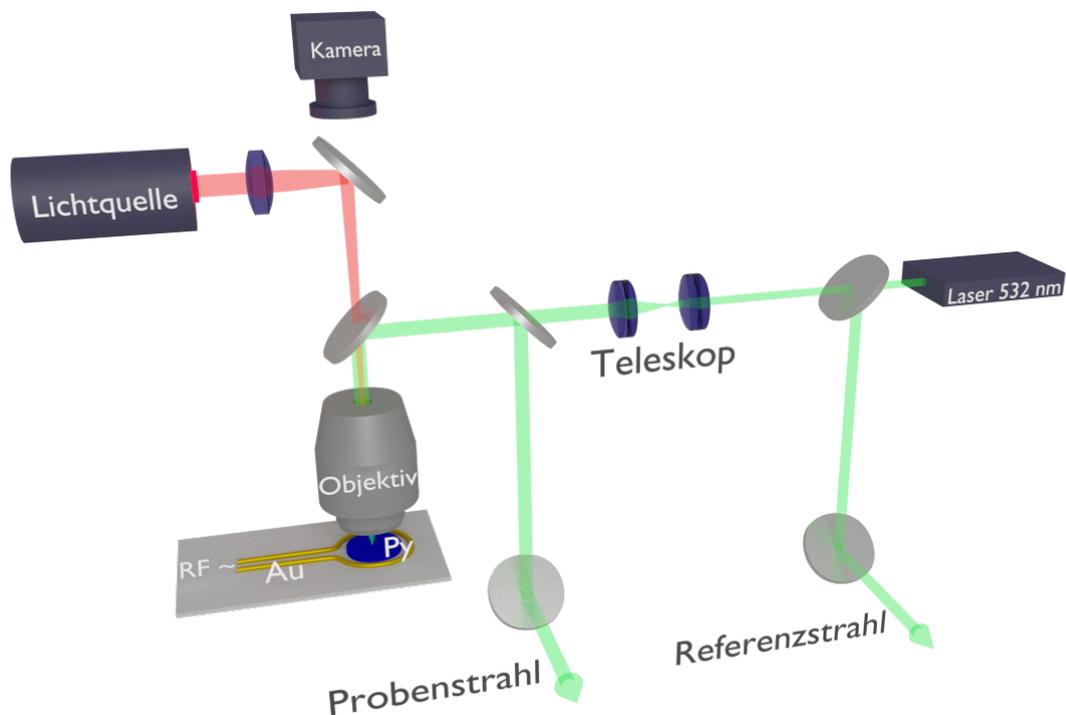


Abbildung 2.2: Vereinfachter Aufbau und Strahlengang für das Brillouin-Lichtstreu-Mikroskop.

2.1.2 Tandem-Fabry-Perot Interferometer

Wird das gestreute Licht nun mit Hilfe des Tandem-Fabry-Perot Interferometer analysiert, kann auf die Frequenz des Magnons und somit der Spinwelle zurück geschlossen werden.

Das Herzstück eines Fabry-Perot Interferometers (FPI) sind zwei sich im Abstand d parallel gegenüber stehende hochreflektierende Spiegel. Der zu analysierende Laserstrahl wird mehrfach zwischen den Spiegeln hin und her reflektiert, wobei gelegentlich Strahlen transmittiert werden, welche dann miteinander interferieren können. Um nun heraus zu finden, wann die transmittierten Teilstrahlen konstruktiv miteinander interferieren, muss die Transmission eines FPI berechnet werden, welche in Abbildung 2.3 dargestellt und von folgender Form ist:

$$I_T = I_0 \cdot \frac{(1 - R)^2}{(1 - R)^2 + 4R \sin^2\left(\frac{2\pi d}{\lambda}\right)} \quad (2.3)$$

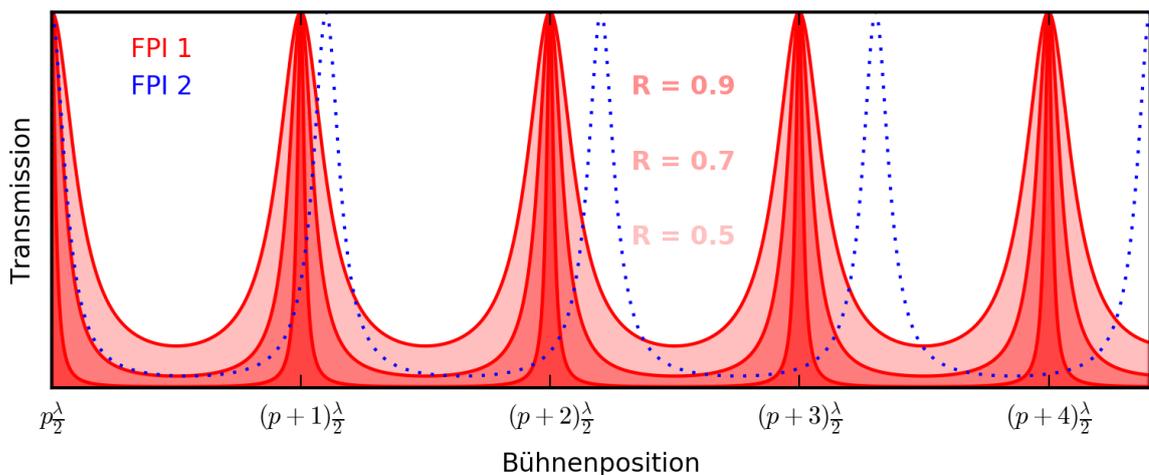


Abbildung 2.3: (rot) Schematische Darstellung der Transmissionsfunktion für unterschiedliche Reflexionskoeffizienten R . Je näher R gegen $R=1$ geht, desto schmäler werden die Transmissionspeaks. Die Maxima der Peaks befinden sich bei der Bühnenposition $d = (p + n)\lambda/2$, wobei p und n natürliche Zahlen sind. (blau) Transmissionsfunktion für das zweite Spiegelpaar, welches sich bei einer Bühnenverschiebung um die Schrittweite δd nur um $\delta d \cos \alpha$ bewegt. Die Maxima tauchen also bei unterschiedlichen Bühnenpositionen auf.

Aus Gleichung 2.3 folgt die Transmissionsbedingung für ein Spiegelpaar, die besagt, wie groß der Abstand d der Spiegel sein muss, damit Licht einer bestimmten Wellenlänge λ transmittiert werden kann. Wegen der Periodizität in Gleichung 2.3 lautet diese: $d = p\lambda/2$, wobei p eine natürliche Zahl ist. Es ist ersichtlich, dass das Spiegelpaar genau dann Licht transmittieren kann, wenn der Abstand ein Vielfaches der halben Wellenlänge beträgt.

Die präzise Abstandsänderung des Abstandes d erfolgt durch piezoelektrische Aktoren. Mit der dort angelegten Spannung kennt man den Spiegelabstand, woraus wiederum auf die Wellenlänge des gestreuten Lichts geschlossen werden kann. Vergleicht man nun die Wellenlängen des inelastisch und des elastisch gestreuten Laserlichts, so lässt sich daraus die Frequenz des Magnons errechnen, an dem das Licht gestreut wurde.

Auf Grund dieser Eigenschaft kann das FPI zur Frequenzmessung der Magnonen verwendet werden.

Ein Problem, welches ein einfaches Fabry-Perot Interferometer mit sich bringt ist, dass sich das Spektrum mit zunehmendem Abstand wiederholt und sich so die Stokes- und anti-Stokes-Prozesse aus der nächst höheren Ordnung überlappen können. Der Abstand, nach dem sich das Spektrum wiederholt nennt man FSR (Free Spectral Range). Diese Schwachstelle lässt sich allerdings mit einer

einfachen Erweiterung lösen, die in Abbildung 2.4 dargestellt ist.

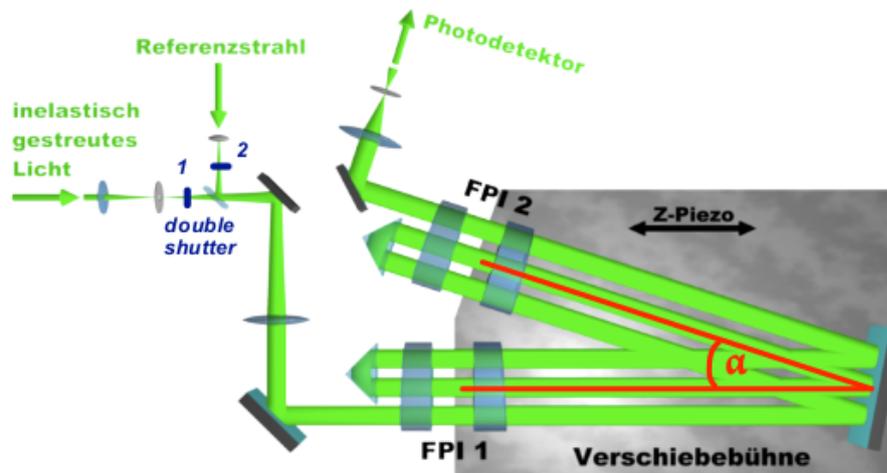


Abbildung 2.4: Schematische Skizze zu Aufbau und Funktionsweise eines (3+3) Tandem-Fabry-Perot Interferometer. Der Laserstrahl kann die Spiegelpaare nur passieren, wenn der Abstand der Spiegel den passenden Betrag aufweist. Aus diesem Betrag lässt sich anschließend auf die Wellenlänge des Lichts zurück schließen. Die beiden Spiegelpaare sind im Winkel α zueinander aufgestellt, um Transmissionen höherer Ordnung unterdrücken zu können. Die Abbildung wurde aus [14] entnommen.

Ein zweites Spiegelpaar wird im Winkel α zum ersten aufgestellt, wobei die jeweils rechten Spiegel auf der gemeinsamen Verschiebebühne stehen, über die der Abstand der Spiegel verändert wird. Bewegt sich die Verschiebebühne nun um den Betrag δd nach rechts, ändert sich der Spiegelabstand bei FPI 1 genau um diesen Betrag δd , der Spiegelabstand des FPI 2 allerdings nur um $\delta d \cos \alpha$. Da in die Berechnung des FSR der Spiegelabstand mit eingeht, dieser aber bei den Schritten der Verschiebebühne unterschiedlich ist, treten die höheren Ordnungen des FPI 2 später auf, als die des FPI 1.

Auch für das zweite Spiegelpaar muss die oben erwähnte Transmissionsbedingung gelten, wodurch nun gilt:

$$d_1 = p\lambda/2 \text{ und } d_2 = q\lambda/2 \quad (2.4)$$

Damit das Licht beim Detektor ankommt, muss es von beiden Spiegelpaaren transmittiert werden, die Transmissionsbedingungen der beiden FPIs müssen demnach gleichzeitig gelten. Wird Licht am Detektor registriert, bedeutet das, dass die Transmissionspeaks der beiden Spiegelpaare aus Gleichung 2.3 übereinander lagen, dieser Ausschnitt des Spektrums wird Ordnung m genannt. Die Spektren beider FPIs wiederholen sich periodisch, wobei der FSR bei FPI 2 größer ist, als bei FPI 1. Das bedeutet, dass die Transmissionspeaks höherer Ordnungen der beiden FPIs zunächst zueinander verschoben auftreten, bis p und q schließlich gemeinsame Vielfache voneinander sind und die Peaks aus unterschiedlichen Ordnungen übereinander liegen. Dieser Sachverhalt ist in Abbildung 2.3 skizziert. So kann die detektierte Wellenlänge in einem größeren Wellenlängenbereich eindeutig bestimmt werden, als dies bei der Verwendung nur eines FPI möglich ist. Die störenden Signale der nächsten Ordnungen können somit unterdrückt werden.

Um aber verschiedene Wellenlängen transmittieren zu können, muss der Spiegelabstand beider FPIs im gleichbleibenden Verhältnis geändert werden. Das Verhältnis $d_2/d_1 = q/p$ gewährleistet, dass beide Transmissionsbedingungen aus 2.4 gleichzeitig erfüllt sind. Für einen guten Wert für das Abstandsverhältnis hat sich $d_2/d_1 = 0.95$ herausgestellt [15]. Durch den in 2.4 dargestellten Aufbau

ergibt sich für den Winkel α :

$$\frac{\delta d_2}{\delta d_1} = \frac{\delta d \cos(\alpha)}{\delta d} = 0.95 \quad (2.5)$$

$$\rightarrow \alpha \approx 18^\circ \quad (2.6)$$

Damit die Frequenz der für die inelastische Streuung verantwortlichen Magnonen berechnet werden kann, wird zum Vergleich die Wellenlänge des ungestreuten Lichts benötigt, welcher der Wellenlänge des Lasers entspricht. Neben den Stokes- und anti-Stokes-Linien muss für das Spinwellenspektrum auch das elastisch gestreute Licht gemessen werden. Da allerdings der Wirkungsquerschnitt der inelastischen Streuung des Laserlichts an den Magnonen sehr gering ist, ist die Intensität des elastisch gestreuten Lichts umso größer und kann nicht ohne weiteres auf den Detektor geleitet werden, da es diesen sonst beschädigen würde. Daher befinden sich vor dem Eingang in das Interferometer zwei Blenden (in Abbildung 2.4 „double shutter“), die entweder das von der Probe reflektierte Licht, oder den intensitätsschwachen Referenzstrahl in das Interferometer leiten. Befindet sich der Abstand der Spiegelpaare in dem Bereich, in dem das elastisch gestreute Licht transmittiert werden kann, schließt sich die Blende vor dem gestreuten Licht, die Blende vor dem Referenzstrahl öffnet sich und dieser intensitätsschwache Strahl wird stattdessen detektiert.

Wegen des geringen Wirkungsquerschnittes bei der Streuung des Laserlichts an den Magnonen ist es besonders wichtig, bei der Auswertung einen hohen Kontrast zu erzielen. Dafür wird das zu analysierende, gestreute Laserlicht insgesamt drei Mal durch die Spiegelpaare geleitet, bevor es auf den Detektor trifft. Aus diesem Grund wird diese Modifikation des Interferometers auch (3+3) Tandem-Fabry-Perot Interferometer genannt.

2.1.3 Zeitaufgelöste Brillouin-Lichtstreu-Mikroskopie

Um den zeitlichen Verlauf der Spinwellenintensität zu beobachten wird der bisher beschriebene Versuchsaufbau um ein Element erweitert, das zur Durchführung zeitaufgelöster Messungen dient. Herzstück dieser Erweiterung ist eine schnelle Uhr, deren Aufgabe es ist den detektierten Photonen ihre Ankunftszeit zu zuordnen. Dafür wird der anregende Mikrowellenstrom, der durch die Goldspule geleitet wird, gepulst betrieben, wodurch auch die Spinwellen gepulst angeregt werden. An der schnellen Uhr wird als Trigger der Start des Mikrowellenpulses verwendet, das heißt bei jedem neuen Mikrowellenpuls wird die Uhr zurück gesetzt. Den Photonen, welche mit Hilfe des Fabry-Tandem-Perot Interferometers detektiert werden, kann nun nicht nur ihre Wellenlänge, sondern auch ihre Ankunftszeit relativ zum Triggersignal zugeordnet werden.

Im Vergleich zu Messungen bei einem kontinuierlich anregenden Magnetfeld sinkt die Signalstärke bei den gepulsten Messungen drastisch, weshalb viele Einzelmessungen bei physikalisch gleichen Bedingungen durchgeführt werden müssen. Eigenschaften der Mikrowellenpulse werden so gewählt, dass möglichst häufig die physikalisch interessanten Bereiche durchlaufen werden, welche einige 10 ns nach Start und Ende des Mikrowellenpulses entsprechen. Die Zeitspanne, in der der Mikrowellenpuls aus ist, muss so groß gewählt werden, dass die Magnonen wieder in ihren Grundzustand relaxieren können, damit die mit dem nächsten Mikrowellenpuls beginnende neue Messung die selben physikalischen Anfangsbedingungen besitzt. Nur unter diesen Voraussetzungen können mehrere nacheinander durchgeführte Messungen zu einer zusammengefasst werden.

Mit dieser Erweiterung des Versuchsaufbaus ist es nun möglich zusätzlich zur Frequenz der Spinwelle auch ihr zeitliches Verhalten zu evaluieren.

2.2 Probenherstellung

2.2.1 Probendesign

Um die physikalischen Randbedingungen, die für die Messungen an der Probe vorgesehen sind, zu erzeugen, musste beim Probendesign auf einige Punkte geachtet werden, die sich im Verlauf der Herstellung verschiedener Probendesigns und dem Versuch Messungen an ihnen durch zu führen herausstellten. Die Proben wurden von mir selbst im Rahmen dieser Arbeit computergestützt entworfen und anschließend mittels EBL hergestellt.

- Die in der Veröffentlichung [1] dargestellten Simulationen beziehen sich auf Permalloyscheiben mit einer Dicke von 10 nm und einem Durchmesser von 1 μm . Es wurden Proben mit 10 nm, 20 nm und 40 nm Schichtdicke hergestellt, bei denen die Durchmesser der Scheiben von 1 μm bis 6 μm variierten.
- Obwohl sich nur für das Verhalten der Spinwellen im ferromagnetischen Permalloy interessiert wurde, musste über der Permalloyschicht eine Schutzschicht aus Titan aufgedampft werden, welche die Korrosion der Probe und die damit einhergehenden Veränderungen ihrer physikalischen Eigenschaften verhindert. Die Schichtdicke der Titanschutzschicht darf allerdings nicht zu dick sein, da sonst das Laserlicht, welches an den Magnonen im Permalloy gestreut werden soll, beim Durchdringen der Titanschicht zu weit abgeschwächt wird und der ohnehin schon geringe Wirkungsquerschnitt bei der Streuung noch weiter sinkt. Außerdem musste zwischen Substrat und Gold für die Antenne eine weitere, wenige Nanometer dicke Titanschicht aufgedampft werden, die als Haftvermittler dient. Ohne dieser würde das Gold beim „Lift-off“ (Erklärung in Abschnitt 2.2.2) von der Probe abgelöst werden.
- Der Abstand der Leiterschleife zur Scheibe unterliegt zwei sich konkurrierenden Randbedingungen. Zum Einen soll das durch Induktion erzeugte Magnetfeld der Leiterschleife stark genug sein, um Spinwellen in der magnetischen Scheibe zu erzeugen, was für einen kleinen Abstand zwischen der Scheibe und der Leiterschleife spricht, zum Anderen fällt allerdings das Magnetfeld reziprok zum Abstand r ab, weswegen die Feldänderung bei kleinen r viel größer ist, als bei größeren Abständen. Da sich diese Felder von allen Richtungen der Leiterschleife überlagern, kommt es bei diesem Aspekt auf einen eher größeren Abstand r an, bei dem die Magnetfeldänderung nicht so stark ist. Wie sich das Zusammenspiel dieser beiden Kriterien auswirkt wurde getestet, indem auf dem Probendesign, Proben mit unterschiedlichem Abstand-zu-Radius-Verhältnissen hergestellt wurden und diese bezüglich der Signalstärke verglichen wurden. Bei diesem Vergleich lieferte das Probendesign mehr Messsignal, bei dem der Abstand zwischen der Leiterschleife und der Scheibe kleiner war. Durch diese Probengeometrie ist zwar das Magnetfeld über den Radius der Scheibe womöglich nicht vollkommen homogen ausgebildet, dafür ist es aber stark genug, um Spinwellen anregen zu können.
- Um das Magnetfeld in azimutale Richtung so homogen wie möglich erzeugen zu können, ist es notwendig, die Öffnung der Leiterschleife so klein wie möglich zu halten. Allerdings besteht die Gefahr, dass die Lücke so eng wird, dass der Mikrowellenstrom kapazitiv über die Lücke transmittiert werden kann, ohne den Weg durch die Leiterschleife zu nehmen, wodurch dann auch kein Magnetfeld für die Anregung der Spinwellen in der Scheibe erzeugt wird.
- Von Relevanz sind außerdem die Maße der Leiterschleife selbst, also wie dick und wie breit diese ist. Ideal wäre ein runder Querschnitt, damit das induzierte Magnetfeld im Innern der Leiterschleife möglichst senkrecht zur Scheibenebene ausgebildet wird. Allerdings können mit den verwendeten Herstellungsmethoden nur rechteckige Drähte hergestellt werden. Je kleiner der Leiterquerschnitt, desto mehr Strom fließt und desto stärker ist das induzierte Magnetfeld. Die Breite der Leiterschleife soll zwar gering sein, jedoch muss sie noch dick genug sein, damit bei der Herstellung keine Lücken entstehen, wodurch die Antenne und damit die ganze Probe

unbrauchbar wäre. Außerdem besteht bei zu dünnen Leitern die Gefahr, dass sie bei einer zu hohen Mikrowellenleistung durchschmoren und damit die Probe für weitere Messungen unbrauchbar wird.

Unter diesen Bedingungen ergibt sich die Probengeometrie, wie sie Abbildung 2.5 darstellt. Der Durchmesser der Scheibe beträgt $5\ \mu\text{m}$, die Schichtdicke des Permalloy ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) $40\ \text{nm}$, die Titanschutzschicht $2\ \text{nm}$, die Goldantenne hat eine Dicke von $200\ \text{nm}$ und eine Breite von $1\ \mu\text{m}$, Der Abstand der Leiterschleife zur magnetischen Scheibe beträgt $2\ \mu\text{m}$.

Um die Goldantenne mit den Mikrowellen zu kontaktieren, wird eine Picoprobe verwendet, die man sich wie eine dreizackige Gabel vorstellen kann, bei der die Gabelspitzen jeweils $50\ \mu\text{m}$ voneinander entfernt sind. Die mittlere Gabelspitze dient als Stromzufuhr, die äußeren beiden Spitzen tragen den Strom ab.

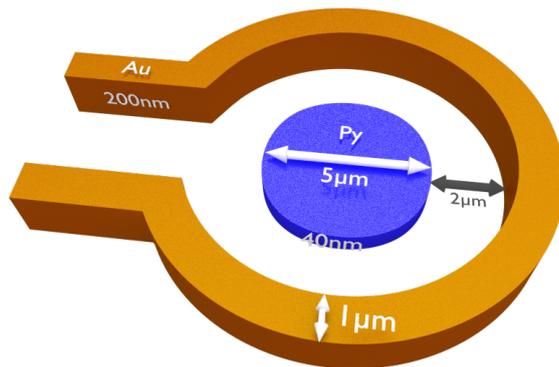


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung der Probengeometrie. Für die angegebenen Parameter gab es teilweise ähnliche Proben mit anderen Maßen. Die hier dargestellte Probengeometrie ist diejenige, bei welcher die beste Intensität der Messsignale erreicht werden konnte.

2.2.2 Herstellung

Um die Proben her zu stellen werden Elektronenstrahl-Lithografie zum Erstellen der Maske für die Strukturen, sowie Sputtering um die gewünschten Schichten auf zu tragen, verwendet. Die Einzelschritte dafür werden im Folgenden erklärt und in Abbildung 2.6 skizziert.

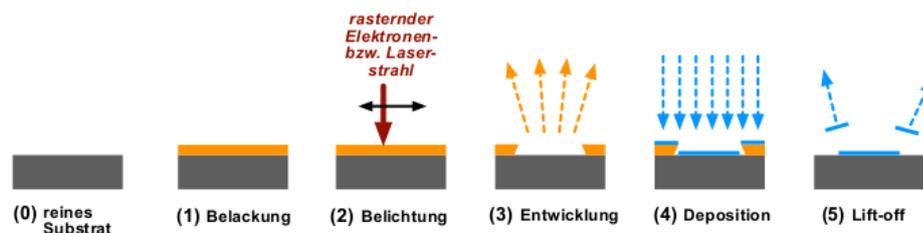


Abbildung 2.6: Skizze der Herstellung einer Schicht der Probe, entnommen aus [14]. Von links nach rechts werden die einzelnen Teilschritte der Probenherstellung gezeigt. Zuerst wird auf dem Substrat (0) der elektronenaktive Lack aufgetragen (1), auf dem anschließend durch Belichtung mit Hilfe der EBL das Probendesign geschrieben wird (2). Beim Entwickeln (3) wird der Lack dort, wo er beschrieben wurde, abgelöst, wodurch Löcher entstehen, in denen sich das Material bei der Beschichtung (Deposition, 4) ablagern kann. Beim Lift-off (5) werden der überschüssige Lack und das darauf befindliche Material vom Substrat abgelöst.

Belackern

Auf dem gesäuberten Substrat wird ein elektronenaktiver Lack aufgetragen, in welchen später die Struktur geschrieben werden kann.

Der Lack wird mit Hilfe eines Spincoaters aufgetragen, dabei wird eine kleine Menge des Lacks mittig auf dem Substrat aufgetragen. Dreht sich nun die Probe um ihre eigene Achse, so wird der

Lack durch die Fliehkraft nach außen getragen, wodurch er dünner wird. Je nach Lack und Drehzahl lassen sich so verschiedene Lackdicken erzeugen. Der Lack sollte immer dicker sein, als die Schicht, die hergestellt werden soll. Um die restlichen Lösungsmittel aus dem Lack zu verdampfen wird er schließlich auf einer heißen Platte ausgebacken.

Besonders wichtig ist, dass der Lack ganz homogen über das Substrat verteilt ist und sich keine Luft- oder Staubeinschlüsse bilden, welche die Dicke der Lackschicht lokal verändern.

EBL

Mit der Elektronenstrahl-Lithografie (EBL für Electron-Beam-Lithography) wird das zuvor entworfene Probedesign in den Lack geschrieben.

Dabei wird der Lack mit einem fokussierten Elektronenstrahl an den Stellen belichtet, an denen sich später Material befinden soll. Nun wird auch ersichtlich, wieso die Homogenität der Lackschicht eine so wichtige Rolle spielt. Mit einer Änderung der Schichtdicke ändert sich natürlich auch der Fokus des Elektronenstrahls und die Kanten des Materials werden ungenauer. Außerdem kann durch die veränderte Brechung ein ungewollter Strahlversatz vorkommen, wodurch dann eine gerade designte Linie vermeintlich geschwungen geschrieben wird.

Entwickeln

Nachdem das Design mit der EBL auf den Lack geschrieben wurde, wird er entwickelt, damit die belichteten Stellen abgeschieden werden und somit an diesen Stellen wieder blankes Substrat frei liegt.

Dafür wird die Probe zunächst in die Entwicklerflüssigkeit getaucht, in der sie für etwa 40 Sekunden verbleibt. Der Entwickler löst den Lack an den Stellen auf, an dem mit Elektronen beschrieben wurde. Je länger die Probe in die Entwicklerflüssigkeit getaucht wird, desto breiter und ausgewaschener werden die Konturen, die vorher mit dem Elektronenstrahl der EBL geschrieben wurden. Dadurch lassen sich in einem kleinen Spielraum Unstimmigkeiten der gewählten Dosis bei der Belichtung mit dem Elektronenstrahl ausgleichen. Der Entwicklungsvorgang wird gestoppt, indem die Probe für weitere 40 Sekunden in Isopropanol getaucht wird, wodurch die Entwicklerflüssigkeit von der Probe abgewaschen wird.

Beschichten

Für die Beschichtung der Probe wird ein Target aus dem gewünschten Probenmaterial mit einem Elektronenstrahl bestrahlt, bis sich ein Plasma aus dessen Ionen bilden. Dieses Plasma strahlt in alle Richtungen ab, sodass sich auf der Probe, die in einem Abstand von etwa 15 cm kopfüber über dem Target hängt, eine kontinuierliche, homogene und ebenmäßige Schicht ablagert. Neben der Probe befindet sich auch ein Schwingquarz, der ebenfalls mit Material beschichtet wird. Dadurch ändert er seine Resonanzfrequenz, wodurch man wiederum auf die Änderung der Schichtdicke deuten kann.

Lift-off

Zuletzt muss noch der restliche Lack und damit das überschüssige Material abgelöst werden. Dafür wird die Probe für ein paar Minuten in Aceton gelegt und gegebenenfalls einem Ultraschallbad ausgesetzt. Das aufgeschichtete Material löst sich mit dem darunter liegenden Lack ab, sodass nur an den Stellen, an denen kein Lack mehr auf dem Substrat war, das Material haften bleibt.

Hat sich der Lack restlos gelöst, wird die Probe nur noch wie gewöhnlich gereinigt.

Es empfiehlt sich, die Probe zwischen den einzelnen Schritten unter einem optischen Mikroskop zu betrachten. Bevor der Lack mit der EBL beschrieben wird, ist es sehr ratsam die Qualität des Lacks zu überprüfen, da bei schlechter Qualität das Beschreiben nicht präzise genug funktionieren kann. Aber vor allem zwischen der Belichtung mit der EBL und dem Entwickeln ist die Kontrolle mit dem

Mikroskop sehr wichtig, da mit der Entwicklung das durch den Elektronenstrahl entstandene Profil etwas verbreitert oder verringert werden kann.

Bei diesem Probedesign war es notwendig die oben beschriebene Prozedur zwei mal zu wiederholen, da zwei verschiedene Schichten geschrieben werden mussten. Zuerst wurden die Scheiben aus Permalloy hergestellt und anschließend die Goldantennen zur Erzeugung des anregenden Magnetfeldes.

3 Lineare Spinwellen

Eine Berechnung der Eigenfunktionen und der Eigenfrequenzen der Spinwellen, welche prinzipiell auf der Scheibengeometrie möglich sind, ist sehr aufwändig und konnte deshalb im Zuge der Bachelorarbeit nicht durchgeführt werden. Für Vergleichswerte bei einer sehr ähnlichen Probengeometrie wird auf die Veröffentlichung [16] verwiesen. In der Veröffentlichung wurden die Messungen und Simulationen auf einer Permalloyscheibe mit einem Durchmesser von $3\ \mu\text{m}$ und einer Dicke von $15\ \text{nm}$ durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.1 dargestellt. In radiale Richtung bilden sich stehende Wellen aus, bei denen die Intensitätsverteilung der Spinwelle konzentrische Kreise um den Mittelpunkt bildet, wobei die Anzahl der Kreise steigt, je höher die Anregungsfrequenz wird. Spinwellen, die nicht nur eine radiale, sondern auch eine azimutale Symmetrie besitzen, besitzen eine geringere Anregungsfrequenz, je mehr lokale Intensitätsmaxima in azimutaler Richtung auftreten. Eine übliche Kennzeichnung der Spinwellenmoden funktioniert folgendermaßen: ($n = 1, 2, 3, \dots, m = 1, 2, 3, \dots$), wobei die Zahlen die Anzahl der Wellenbäuche in radialer Richtung (n) und azimutaler Richtung (m) angeben. Somit sind in der Abbildung 3.1 (a)-(c) die radialsymmetrischen Moden mit der Modennummerierung ($n = 1, 2, 3, m = 0$) dargestellt, die Moden in (d)-(e) sind eine Kombination aus radial- und winkelsymmetrischen Moden, wodurch sich bei dieser Abbildung die Moden ($n = 1, m = 1, 3$) ergeben.

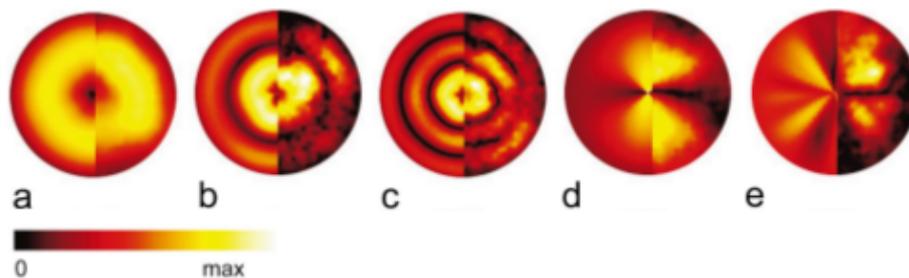


Abbildung 3.1: Intensität der Amplituden der Spinwellen auf einer Permalloyscheibe mit einem Durchmesser von $3\ \mu\text{m}$ und einer Dicke von $15\ \text{nm}$. Die linke Hälfte zeigt simulierte Werte, rechts sind gemessene Ergebnisse dargestellt. (a)-(c) zeigen radialsymmetrische Moden ($n = 1, 2, 3, m = 0$), (d) und (e) zeigen eine Kombination mit azimutalen Moden ($n = 1, m = 1, 3$). Die Eigenfrequenzen liegen bei (a) $2,80\ \text{GHz}$ (b) $3,91\ \text{GHz}$ (c) $4,49\ \text{GHz}$ (d) $2,08\ \text{GHz}$ und (e) $1,69\ \text{GHz}$. Abbildung entnommen aus [16]

Die für diese Arbeit verwendete Probengeometrie, welche in Abschnitt 2.2 beschrieben wurde, gibt Randbedingungen für die Ausbildung von Spinwellen vor. Das von den Mikrowellen erzeugte Magnetfeld der Leiterschleife ist senkrecht auf die Oberfläche der Scheibe orientiert und kann als annähernd homogen über die Scheibenfläche verteilt angenommen werden. Wegen dieser senkrechten Orientierung des äußeren Magnetfeldes zur Probenoberfläche und somit zu den Spins, muss das

effektive magnetische Moment ungleich Null sein, damit das externe, oszillierende Magnetfeld daran angreifen kann, dies ist allerdings nicht der Fall, wenn die Anzahl der Wellenbäuche gerade ist und sich deren magnetische Momente im Mittel gegenseitig aufheben. Somit ist es dem äußeren Magnetfeld nur möglich in radialer Richtung solche Moden anzuregen, die eine ungerade Anzahl an Wellenbäuchen besitzen. Da die Leiterschleife, welche das anregende Magnetfeld erzeugt, die Scheibe annähernd winkelsymmetrisch umschließt, ist eine Anregung in dieser Richtung nicht möglich, da sich die effektive Magnetisierung in azimutaler Richtung nicht ändert. In Abschnitt 4.3 werden wir sehen, dass unter leicht veränderten Messbedingungen auch andere Modenprofile angeregt werden können.

In diesem Kapitel wird die Anregung der Spinwellen auf der Permalloyscheibe für geringe Mikrowellenleistungen untersucht. Das heißt, dass das Magnetfeld, welches durch den Stromfluss durch die Leiterschleife induziert wird und somit die Spinwelle anregt, relativ schwach ist. Wie stark das induzierte Magnetfeld an der Permalloyscheibe genau ist, ist nicht zu sagen, da mehrere Faktoren dazu beitragen. So ist das Gold, aus welchem der Mikrowellenleiter und die Leiterschleife bestehen, nicht homogen, sondern wirft an manchen Stellen einige 10 nm große Blasen auf. Wegen dieser Inhomogenität ist die Größe des Leistungsverlustes nicht abschätzbar. Außerdem kann nie gewährleistet werden, dass die Picoprobe, mit welcher der Mikrowellenstrom auf die Antenne geleitet wird, nach jeder Neukontaktierung gleich gut aufgesetzt wurde. Deshalb dient die Angabe, mit welcher Mikrowellenleistung das Magnetfeld erzeugt wurde nur als ungefähre Richtlinie.

In diesem Kapitel betrug die angelegte Mikrowellenleistung -5 dBm, insofern in den nachfolgenden Kapiteln nichts anderes erwähnt wird, wurden die Messungen mit einer Mikrowellenleistung von 23 dBm durchgeführt, was in etwa dem Faktor 800 entspricht. Deshalb wird des Weiteren von „niedrigen“ und „hohen“ Mikrowellenleistungen bzw. „schwachen“ und „starken“ Magnetfeldern gesprochen.

Bevor die BLS-Mikroskopie an der Scheibe durchgeführt werden konnte, musste zunächst herausgefunden werden, bei welcher Frequenz ein Signal zu erwarten ist. Dafür wurde an zwei Positionen ein Frequenzscan durchgeführt, zum einen im Mittelpunkt der Scheibe, zum anderen auf der Höhe des halben Radius, da dort für die möglichen Spinwellenstrukturen die höchsten Intensitäten erwartet wurden. Die Messergebnisse in Abbildung 3.2 zeigen klare Maxima bei 5,60 GHz und 8,70 GHz. Diese

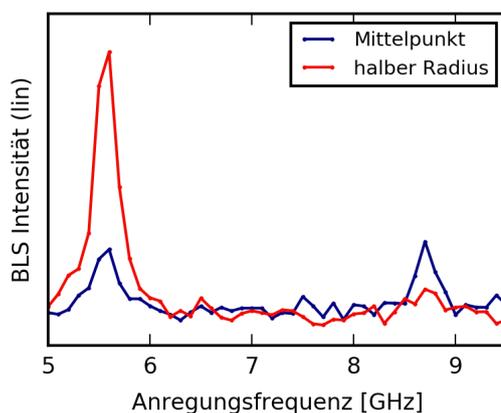


Abbildung 3.2: BLS-Intensität gemessen an unterschiedlichen Orten auf der Permalloyscheibe - blau: Mittelpunkt, rot: halber Radius - bei verschiedenen Anregungsfrequenzen mit sehr niedriger Mikrowellenleistung. Im Mittelpunkt der Scheibe liegt die Resonanzfrequenz bei 8,70 GHz, auf der Position des halben Radius zusätzlich bei 5,60 GHz. Diese Anregungsfrequenzen werden ausgewählt, um zweidimensionale Intensitätsmessungen über der Scheibe aufzunehmen.

Anregungsfrequenzen wurden ausgewählt, um orts aufgelöste Intensitätsspektren der angeregten Spinwellen zu erstellen, welche in Abbildung 3.3 dargestellt sind. In (a) ist das Intensitätsprofil der Modennummerierung (1,0) dargestellt, in (b) das Profil von (3,0). Beide Darstellungen sind logarithmisch in der Intensität und wurden auf ihr Maximum normiert, um sie besser miteinander vergleichen zu können. In beiden Messungen sieht man sehr deutlich die ringförmige Anordnung der Intensitätsmaxima.

Die nächst höhere Spinwellenmode ist bei etwa 9,80 GHz zu erwarten, jedoch war die Intensität bei dieser Antwortfrequenz bereits sehr schwach, weswegen die Messung eines orts aufgelösten

Intensitätsprofils sehr lange gedauert hätte. Die Vermessung der in Abbildung 3.3 dargestellten Spinwellenmoden zeigen, dass sich die magnetischen Scheiben der Probe tatsächlich im Vortexzustand befinden, da dieser Zusammenhang schon länger bekannt ist (z.B.: [16], [17])

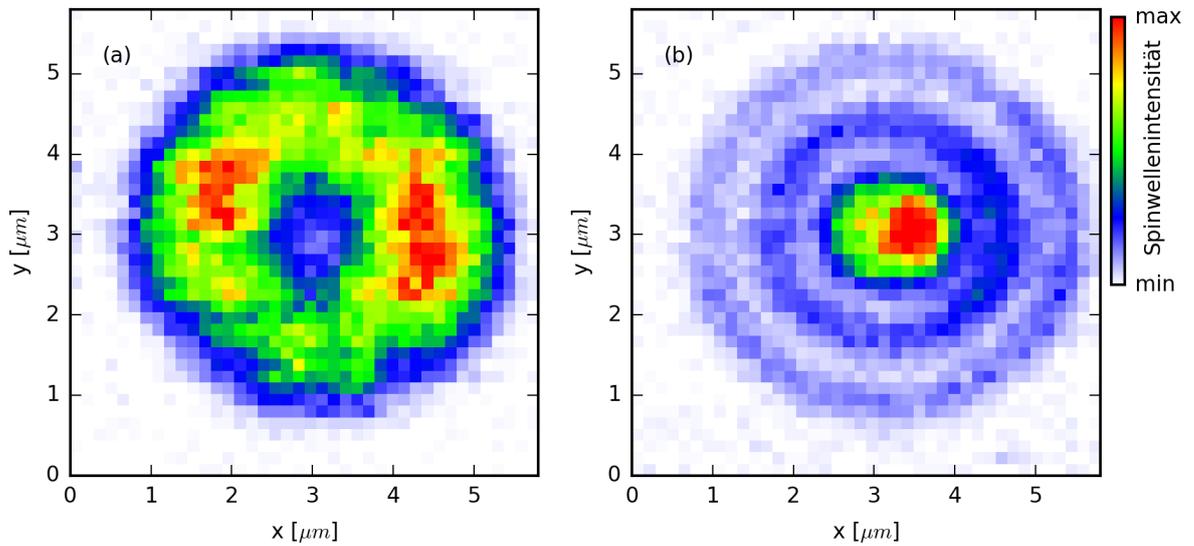


Abbildung 3.3: Zweidimensionale Intensitätsmessung auf einer Permalloyscheibe der Dicke 40 nm mit einem Durchmesser von 5 μm bei unterschiedlichen Anregungsfrequenzen. (a) bei einer Anregungsfrequenz von 5,60 GHz. Man erkennt die Anregung der radialen Mode (1,0) (b) bei einer Anregungsfrequenz von 8,70 GHz, wodurch die radiale Mode (3,0) angeregt wird. Der Abstand der Messpunkte betrug 0,145 μm . Lineare Darstellung der Spinwellenintensität durch die Farbskala, außerdem Normierung auf jeweiliges Maximum.

4 Nichtlineare Spinwellen

Simulationen sagen voraus, dass sich die erste radiale Mode (siehe Abbildung 3.3 (a)) bei starken Anregungsfeldern zur Mitte hin zusammenzieht und schließlich mit dem Vortexkern zusammenstößt [1]. Der Zusammenstoß bewirkt einen Kollaps der Mode, wodurch sich zum einen die Orientierung des Vortexkerns umdreht und zum anderen die freiwerdende Energie in Form von Spinwellen in radiale Richtung nach außen abgestrahlt wird.

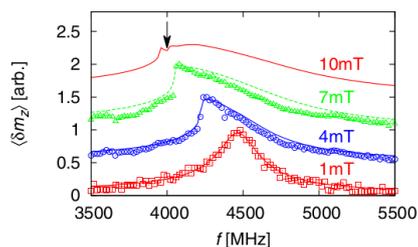


Abbildung 4.1: Über den Ort gemittelte out-of-plane Magnetisierungsdynamik $\langle \delta m_z \rangle$ für verschiedene Anregungsfelder und Anregungsfrequenzen auf einer 10 nm dicken Permalloyscheibe mit einem Durchmesser von 1 μm . Symbole stellen Messwerte dar, Linien simulierte Ergebnisse. Bei geringen Anregungsfeldern folgt die Kurve einer Lorentzform, die sie aber bei höheren Frequenzen verliert. Außerdem verschiebt sich das Maximum bei höheren Anregungsfeldern zu niedrigeren Frequenzen (redshift). Der Pfeil zeigt bei der 10 mT Kurve ein Einbrechen der gemittelten Magnetisierungsdynamik an, das auf das Zerbrechen des Solitons am Vortexkern hindeutet. Alle Kurven wurden auf ihr Maximum normiert und mit einem Offset verschoben, um die Lesbarkeit zu verbessern. Die Abbildung stammt aus [1]

Abbildung 4.1 zeigt die Ergebnisse aus der Veröffentlichung [1]. Zum einen ist bei zunehmender Stärke des Anregungsfeldes eine Verschiebung des Maximums der gemittelten out-of-plane Magnetisierung zu niedrigeren Anregungsfrequenzen erkennbar, zum anderen eine Veränderung der Form der Kurve. Bei niedrigen Anregungsfeldern folgt die Resonanzkurve der Form einer Lorentzkurve, je größer die Stärke der Anregungsfelder wird, desto mehr verliert die Kurve diese Form und kippt zu einer Seite über. Außerdem zeigt die Simulation für ein Anregungsfeld von 10 mT ein Einknicken der gemittelten out-of-plane Magnetisierungsdynamik in der Nähe des Peaks. Dieses Einknicken wird in der Veröffentlichung auf das Zerbrechen des Solitons am Vortexkern und dessen Auswirkungen zurück geführt. Die Veränderung der Form und Position der Kurve konnte mit experimentellen Daten bestätigt werden, die Simulationsdaten für 10 mT, also das vorhergesagte Zerbrechen des Solitons, wurden in der Veröffentlichung allerdings nicht experimentell bestätigt. Dies soll im nachfolgenden Abschnitt geschehen.

4.1 Frequenzspektren bei Variation der Anregungsamplitude

Für den nachfolgenden Abschnitt ist zu beachten, dass die Messungen und Simulationen der Veröffentlichung [1] an einer 10 nm dicken Permalloyscheibe mit 1 μm Durchmesser erfolgten. Für die

Überprüfung der simulierten Ergebnisse wurden zwar auch Proben mit eben dieser Probengeometrie hergestellt, allerdings ließen sich die Beobachtungen der Veröffentlichung an diesen Proben nicht reproduzieren. Deshalb wurden alle Messungen in dieser Bachelorarbeit auf Permalloyscheiben mit einer Dicke von 40 nm und einem Durchmesser von 5 μm gemessen.

Um die Ergebnisse der Veröffentlichung zu reproduzieren, wurden zunächst Frequenzscans bei unterschiedlichen Mikrowellenleistungen durchgeführt. Eine Zunahme der Mikrowellenleistung ist äquivalent zu der Zunahme des durch den Stromfluss induzierten Magnetfeldes, welches Spinwellen im magnetischen Material anregt. Der Frequenzscan für die höchste angelegte Mikrowellenleistung (23 dBm) ist in Abbildung 4.2(a) aufgezeigt. Auf der x-Achse ist die durchlaufende Anregungsfrequenz dargestellt, auf der y-Achse sieht man, welche Resonanzfrequenz die angeregten Moden besitzen. Die Intensität der Resonanzfrequenz ist über die logarithmische Farbskala dargestellt. Für jeden Wert der Anregungsfrequenz wurde also jeweils ein BLS-Spektrum aufgenommen, bei dem die Intensitäten der Resonanzfrequenzen aufgetragen werden. Es fällt sofort auf, dass sich für bestimmte Anregungsfrequenzen neben der direkt angeregten Mode noch Moden mit anderer Resonanzfrequenz ausbilden. Dies ist auf das Aufspalten der direkt angeregten Mode in zwei Spinwellen niedrigerer Frequenz zurück zu führen. Diese Frequenzaufspaltung kann mit Hilfe der drei-Magnonen-Streuung erklärt werden, die im weiteren Verlauf genauer beschrieben wird.

Um aus diesen Frequenzscans die Darstellung zu erzeugen, die in der Veröffentlichung gezeigt wurde, muss entlang der angeregten Moden die Intensität für jede Mikrowellenleistung extrahiert werden. Diese sind in Teil (b) - (d) der Abbildung 4.2 dargestellt. Bei der direkt angeregten Mode (c) ist keine Verschiebung des Maximums bei zunehmender Mikrowellenleistung ersichtlich. Jedoch ist ein solches Verhalten bei den aufgespaltenen Moden in (b) und (d) erkennbar. Allerdings verschiebt sich das Maximum bei zunehmender Mikrowellenleistung nicht in Richtung niedrigerer Frequenzen (redshift), wie in der Veröffentlichung, sondern in Richtung höherer Frequenzen (blueshift). Auch eine Veränderung der Form der Kurve abhängig von der Mikrowellenleistung ist nicht vorgekommen. Die Frequenzverschiebung bei steigender Mikrowellenleistung zu höheren Werten stimmt allerdings mit den Ergebnissen der Veröffentlichung [18] überein. Dort wurde die Frequenzverschiebung bei Leistungsänderung untersucht, je nachdem ob sich die Probe in einem starken, oder schwachen statischen Magnetfeld befindet. Bei einem starken statischen Magnetfeld sinkt die Resonanzfrequenz mit steigender Mikrowellenleistung, wohingegen sie bei einem schwachen statischen Magnetfeld steigt. Um zu gewährleisten, dass sich die magnetischen Momente in der Scheibe im Vortexzustand befinden, darf kein zusätzliches statisches Magnetfeld angelegt werden, was nach [18] zu einer Zunahme der Resonanzfrequenz bei stärkeren Mikrowellenleistungen führt.

Wegen dieser leistungsabhängigen Frequenzverschiebung und dem Umstand, dass nach einer Neukontaktierung der Probe mit der Picoprobe nicht genau bekannt ist, wie viel Mikrowellenleistung tatsächlich auf die Antenne übertragen wird, ist eine exakte Zuordnung der Frequenz zu dem Zustand, in welchem die Scheibe sich befindet unmöglich. Deshalb wurde nach jeder Neukontaktierung ein neuer Frequenzscan wie in 4.2 (a) durchgeführt, daraus die Resonanzfrequenz extrahiert und diese dem Zustand zugeordnet.

Um den Zusammenhang einzelner Messungen, die sich auf einen bestimmten Zustand der Scheibe beziehen, deutlicher dar zu stellen, wurden alle Frequenzwerte aus Messungen nach einer Neukontaktierung entsprechend den Werten in Abbildung 4.10 angepasst.

Außerdem bemerkenswert ist der Bereich der Anregungsfrequenz von 5,40 GHz - 5,80 GHz. Die Intensitätsverteilung der angeregten Spinwellen sieht in diesem Bereich ausgewaschen aus, da neben der direkt angeregten Mode und der aufgespaltenen Moden auch Spinwellen aller möglichen anderen Frequenzen angeregt werden, wohingegen in den anderen Bereichen der Anregungsfrequenz die angeregten Moden wohl definiert sind. Auch ändert sich dieses Verhalten abrupt bei einer Frequenz (5,70 GHz bei 23 dBm Mikrowellenleistung). Die Anregung von Spinwellenmoden in einem breiten

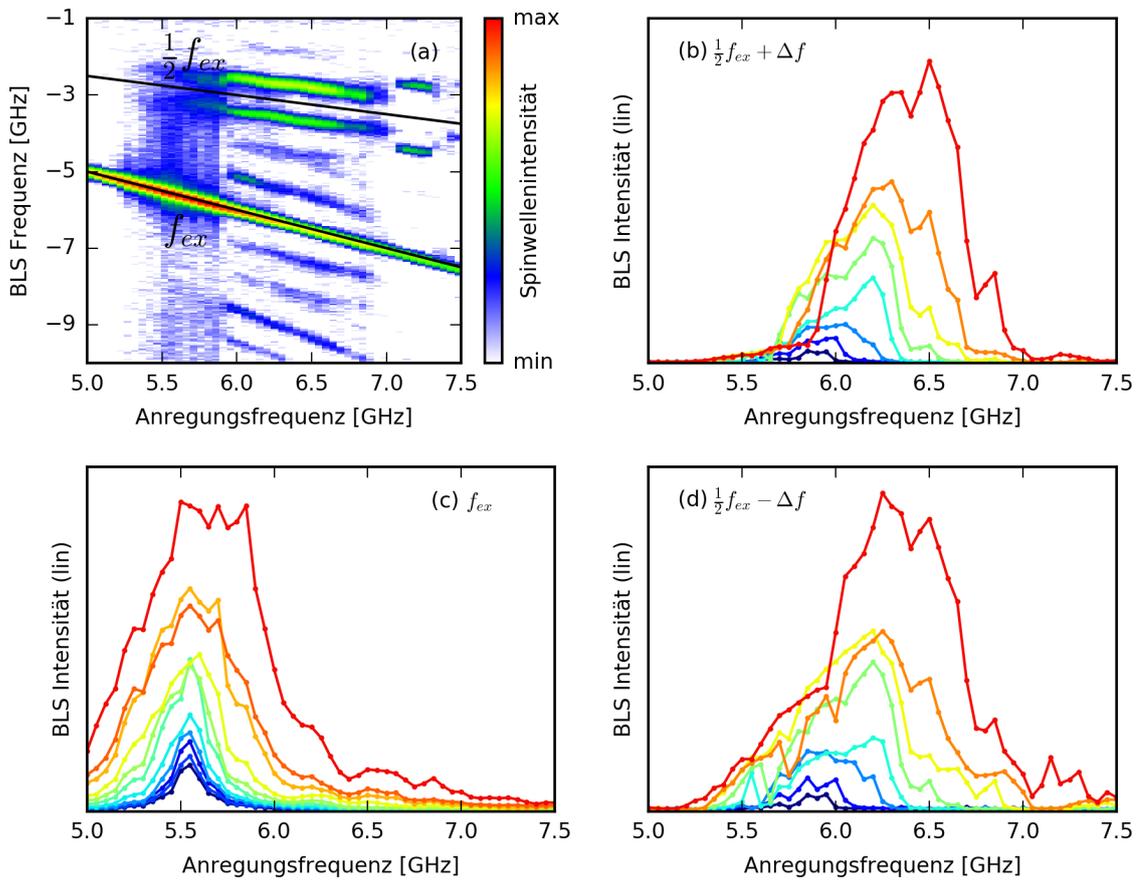


Abbildung 4.2: (a) Spinwellenintensität aufgetragen über Anregungsfrequenzen im Bereich von 5,00 - 7,50 GHz bei einer Mikrowellenleistung von 23 dBm. Eine Spalte entspricht einem BLS-Spektrum, die Intensität ist über die Farbskala logarithmisch dargestellt. Als Hilfslinien sind die Anregungsfrequenz f_{ex} und die Hälfte der Anregungsfrequenz eingezeichnet $\frac{1}{2}f_{ex}$. (b) - (d) BLS-Intensität abhängig von der Anregungsfrequenz bei verschiedenen Mikrowellenleistungen. Dafür wurden die Daten entlang der in (a) ersichtlichen Moden extrahiert. Bei den aufgespaltenen Moden (b) $\frac{1}{2}f_{ex} + \Delta f$ und (d) $\frac{1}{2}f_{ex} - \Delta f$ ist bei Zunahme der Mikrowellenleistung deutlich eine Verschiebung des Maximums zu höheren Frequenzen (blueshift) zu erkennen. Die Hauptanregung (c) zeigt dieses Verhalten nicht. Die Mikrowellenleistungen variierten von 3 dBm (blau) in (c) bzw. 9 dBm in (b) und (d) in 2 dB-Schritten bis 23 dBm (rot).

Frequenzbereich kann man mit der vier-Magnonen-Streuung erklären [19]. Dabei streuen zwei Magnonen inelastisch unter Energie- und Impulserhaltung miteinander. Im Gegensatz zur Aufspaltung von Spinwellen (sog. drei-Magnonen-Streuung), welche in Abschnitt 4.3 genauer erklärt wird, ist bei der vier-Magnonen-Streuung die Entstehung von Magnonen nicht auf wenige Frequenzwerte beschränkt, sondern es kommen alle Frequenzwerte in Frage, solange sie bestimmten Randbedingungen folgen [19]. Aus diesen Auswahlkriterien folgt, dass die angeregten Moden der vier-Magnon-Streuung nicht wie im Bereich der Aufspaltung (ab einer Anregungsfrequenz von etwa 5,85 GHz bei 23 dBm) symmetrisch um die Hälfte der Anregungsfrequenz entstehen, sondern annähernd kontinuierlich im erlaubten Frequenzbereich auftreten. Dieser Bereich wird im Folgenden „Magnonenwolke“ genannt. Um dieses Verhalten zu untersuchen, wurden erneut Frequenzscans bei unterschiedlicher Mikrowellenleistung im relevanten Bereich mit kleinerer Frequenzschrittweite durchgeführt (hier: 10 MHz, in Abbildung 4.2 (a): 50 MHz).

Abbildung 4.3 zeigt die Ergebnisse dieser Messreihe im Abschnitt der aufgespaltenen Moden. Diese Zusammenstellung der Messergebnisse ermöglicht die Entstehung der indirekt angeregten Moden nach zu vollziehen. Besonders auffällig ist die Lücke zwischen den Bereichen der „Magnonenwolke“ und den diskreten Moden der drei-Magnonen-Streuung. In Übereinstimmung mit den

vorherigen Messungen sieht man auch hier deutlich die Verschiebung dieser Lücke bei zunehmender Mikrowellenleistung zu höheren Frequenzen. Im ausgewaschenen Bereich entstehen die Vorboten der diskret angeregten Moden zunächst näher zusammenliegend, als die diskreten Moden (13 dBm). Mit einer angelegten Mikrowellenleistung von 16 dBm scheinen sich die Moden mit zunehmender Anregungsfrequenz aus einer Mode (bei 5,50 GHz) aufzuspalten. Wird die Mikrowellenleistung weiter erhöht (17 dBm) scheinen sie sich schließlich zu überkreuzen um schlussendlich in einer Linie mit der Verlängerung der diskret angeregten Moden zu enden (ab 18 dBm). Die Lücke zwischen der „Magnonenwolke“ und den diskreten Moden wird zwar mit zunehmender Mikrowellenleistung enger, bleibt aber erhalten.

Die Messung zeigt außerdem, dass die von der vier-Magnonen-Streuung erzeugte „Magnonenwolke“ erst bei stärkerer Anregungsleistung einsetzt, als die Aufspaltung der direkt angeregten Spinwelle. Dies ist deshalb nachvollziehbar, da die Wahrscheinlichkeit eines inelastischen Stoß zweier Magnonen steigt, je höher die Magnonendichte ist. Für den drei-Magnon-Prozess der Aufspaltung gelten andere Bedingungen an die Stärke des anregenden Magnetfeldes, welche schon bei einem kleineren Feld erfüllt sind.

Die Probengeometrie gibt Diskretisierungsregeln für die Auswahl möglicher Magnonenfrequenzen vor, was in Veröffentlichung [16] gezeigt wurde. Trotzdem zeigen Abbildung 4.2 (a) und 4.3 im Bereich der vier-Magnonen-Streuung, dass Magnonen in einem breiten Frequenzbereich entstehen. Daraus lässt sich ableiten, dass die Frequenzen der verschiedenen Moden sehr eng beieinander liegen.

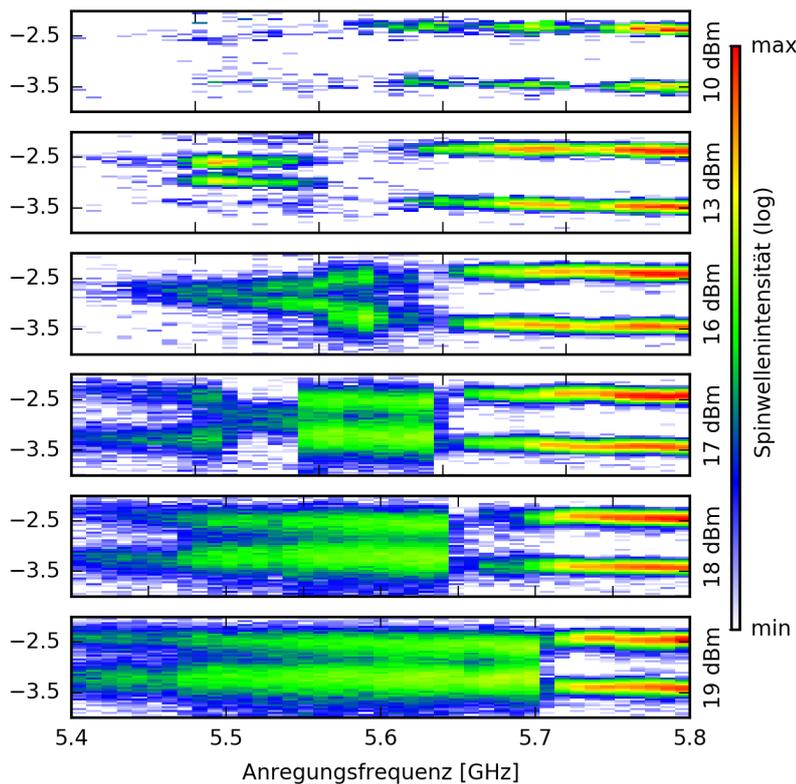


Abbildung 4.3: Abschnitt aus Abbildung 4.2 (a) im Bereich der gesplitteten Moden bei den Anregungsfrequenzen 5,40 - 5,80 GHz bei verschiedenen Mikrowellenleistungen. Die Mikrowellenleistung verändert die Struktur der Resonanzspektren stark. Der blueshift der Moden ist auch hier durch das Verschieben der „Lücke“ zu höheren Frequenzen deutlich erkennbar. Die Resonanzspektren bei unterschiedlichen Mikrowellenleistungen wurden jeweils auf ihr Maximum normiert, um die Struktur besser vergleichen zu können.

4.2 Radiale Quantisierung und Solitonerzeugung

Obwohl die direkt angeregte Mode nicht das in der Veröffentlichung vorhergesagte Verhalten zeigt, welches dort auf das Zerbersten des Solitons am Vortexkerns hindeutete, lohnt es sich trotzdem das

Zusammenziehen der radialen Mode zu überprüfen. Die ausgewaschene Intensitätsverteilung um das Maximum der direkt angeregten Mode herum, könnte nämlich mit den ausgestrahlten Spinwellen erklärt werden, die durch den Kollaps des Solitons erzeugt werden. Ob sich die erste radiale Mode bei einem großen Anregungsfeld zusammenzieht lässt sich mit zwei Messmethoden überprüfen.

4.2.1 Leistungsabhängige Ortsauflösung der ersten radialen Mode

Zunächst wurde eine leistungsabhängige Ortsauflösung der ersten radialen Mode durchgeführt. Dafür wurde für unterschiedliche Mikrowellenleistungen jeweils ein Linienscan über den gesamten Durchmesser der Permalloyscheibe aufgenommen und diese dann in Abbildung 4.4 (a) dargestellt. Zwar nimmt die Intensität der Spinwelle mit zunehmender Mikrowellenleistung zu, jedoch ändert sich weder die Form der Mode, noch die Position der lokalen Maxima. Ein Zusammenziehen der ersten radialen Mode konnte mit dieser Messmethode nicht nachgewiesen werden.

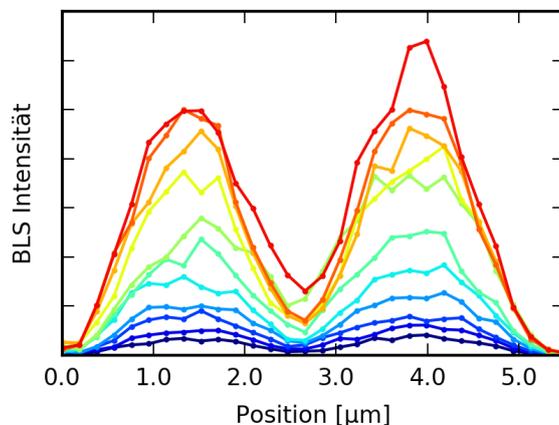


Abbildung 4.4: Linienscan über den gesamten Durchmesser der magnetischen Scheibe bei verschiedenen Mikrowellenleistungen. Die Intensität der Spinwelle steigt mit zunehmender Leistung, die Form der angeregten Mode ändert sich allerdings nicht. Die Mikrowellenleistungen variierten von 3 dBm (blau) in 2 dB-Schritten bis 23 dBm (rot).

4.2.2 Zeitabhängige Ortsauflösung der ersten radialen Mode

Der Nachteil bei den bisher durchgeführten Messungen ist, dass die Photonenzählrate pro Scan über die Scanzeit gemittelt wurde, ein Scan dauert in etwa eine Sekunde. Um dieses Problem zu lösen gibt es die Möglichkeit eine Zeitauflösung in den Aufbau zu implementieren, deren Funktionsweise bereits in Abschnitt 2.1.3 beschrieben wurde.

Mit der Zeitauflösung ist es nun möglich, die Messung mit der höchsten Mikrowellenleistung aus dem vorherigen Abschnitt noch einmal zu überprüfen, da das Zusammenziehen der ersten radialen Mode möglicherweise so schnell von statten geht, dass man es bei der Mittelung über die Scanzeit schlicht übersieht. Abbildung 4.5 zeigt das Ergebnis einer solchen zeitaufgelösten Messung. Als Vorbereitung wurde zunächst ein nicht zeitaufgelöster Linienscan über den gesamten Durchmesser der Probe durchgeführt, aus dem die relevanten Scanpunkte für die zeitaufgelöste Messung bestimmt wurden. Die Schrittweite zwischen den Scanpunkten beträgt $0,238 \mu\text{m}$. Aus Zeit- und Symmetriegründen wurde sich dafür entschieden, die zeitaufgelöste Messung nur über den halben Durchmesser der Scheibe durchzuführen. Für jeden der 14 Scanpunkte wurde nun ein Zeitspektrum aufgenommen, wie es in 4.5 (b) für einige Frequenzen dargestellt ist. Um aus diesen Messwerten eine zeitabhängige Ortsauflösung zu erstellen, müssen die Intensitätswerte in festgelegten, äquidistanten Zeitintervallen aufsummiert und bezüglich der Messbedingungen an der jeweiligen Position normiert werden. Die so erzeugte zeitabhängige Ortsauflösung ist in Abbildung 4.5 (a) dargestellt.

Bei Position 5 ist für alle Zeitwerte ein Einbrechen der normierten Photonenzählrate sehr deutlich erkennbar. Das Zeitspektrum für diese Position zeigt auch, dass das Level der Photonenzählrate nicht auf der erwarteten Höhe liegt. Man würde erwarten, dass das Level der Photonenzählrate bei

Position 5 zwischen dem von Position 4 und Position 6 liegt, tatsächlich liegt es aber sogar unter dem von Position 4. Vergleicht man den erwarteten Kurvenverlauf mit der nicht zeitaufgelösten Messung in (c), so würde man erwarten, dass das Level der Photonenzählrate bei Position 5 auf der Höhe von dem bei Position 10 liegt, was auch nicht der Fall ist. Aus diesen Vergleichswerten ergibt sich die Schlussfolgerung, dass der Laser während der Messung bei Position 5 nicht im Fokus war und deshalb das Level der Photonenzählrate vergleichsweise niedriger liegt. Obwohl die Messung an Position 5 fehlerhaft ist, ist trotzdem deutlich ersichtlich, dass sich das Modenprofil mit zunehmender Zeit nicht zur Mitte (Position 1) hin zusammenzieht, sondern lediglich erst an Intensität ab und dann wieder zu nimmt.

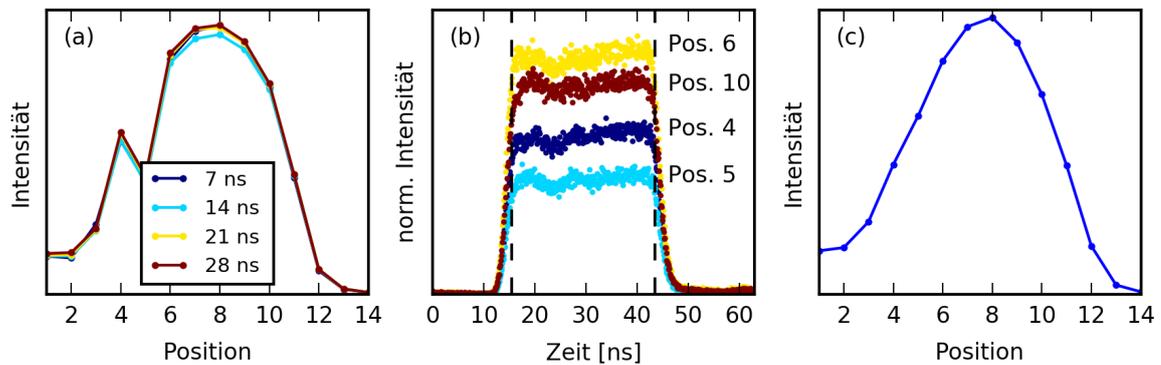


Abbildung 4.5: (a) Zeitliches Verhalten der ersten radialen Mode innerhalb der beiden gestrichelten Linien aus (b). Aus Zeitgründen wurde nur eine Hälfte der Scheibe vermessen. Der Mittelpunkt der Scheibe befindet sich bei Position 1. Der Dip bei Position 5 ist auf ungünstige Messbedingungen zurück zu führen. Man erkennt zwar eine geringe Veränderung der Intensität der Mode über die Zeit, allerdings ändert sich die Form der Mode nicht. (b) Zeitspektren für die Messung an unterschiedlichen Positionen. Das Level der Photonenzählrate bei Position 5 liegt unterhalb derer bei Position 4, obwohl es eigentlich zwischen dem von 4 und 6 liegen sollte, also etwa auf der Höhe von Position 10. (c) nicht zeitaufgelöster Linienscan, bei Position 5 liegt kein Dip vor. Die Schrittweite zwischen den Scanpunkten beträgt $0,238 \mu\text{m}$.

4.3 Aufspaltung von Spinwellen

Der Effekt der Aufspaltung der direkt angeregten Spinwelle in Spinwellen niedrigerer Frequenz treten nur unter der Bedingung der Energieerhaltung auf. Das heißt, dass die aufgespaltenen Moden in Summe die Selbe Energie besitzen müssen, wie die ursprüngliche Mode. Da allerdings nicht beliebig viele Moden mit beliebiger Spinwellenfrequenz existieren, kann die Aufspaltung nur stattfinden, wenn zwei Moden kleinerer Frequenz existieren, die zusammen genau der Energie der direkt angeregten Mode entsprechen. Deshalb ist die Aufspaltung der direkt angeregten Spinwellen nur in begrenzten Intervallen der Anregungsfrequenz möglich. Die Messwerte aus Abbildung 4.6 zeigen das Resonanzspektrum bei einer Anregungsfrequenz von $7,20 \text{ GHz}$. Die direkt angeregte Mode besitzt eine Resonanzfrequenz von $7,20 \text{ GHz}$, die aufgespaltenen Moden befinden sich bei $2,73 \text{ GHz}$ und $4,43 \text{ GHz}$. In Abschnitt 4.5 wird gezeigt, dass es sich bei den Peaks tatsächlich um aufgespaltene Spinwellen handelt und das Signal nicht nur zufällig durch Fehlfunktionen des Frequenzgenerators hervorgerufen wird.

Wird nicht nur an einer Position, sondern an mehreren Positionen über die gesamte Struktur verteilt jeweils ein Resonanzspektrum aufgenommen, so kann daraus die orts aufgelöste Intensitätsverteilung der angeregten Spinwellen über die Struktur dargestellt werden. Abbildung 4.7 (a) - (c) zeigt die Intensitätsverteilung der drei detektierten Spinwellen, die bei der Anregung mit $7,20 \text{ GHz}$ entstehen. Für die Erzeugung der orts aufgelösten Bilder wurde die Intensitätsverteilung jeweils im Frequenzbereich von 1 GHz um den Resonanzpeak extrahiert.

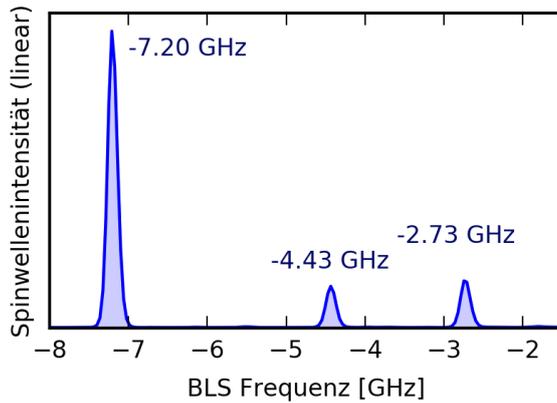


Abbildung 4.6: Resonanzspektrum für eine Anregungsfrequenz von 7,20 GHz. Obwohl nur mit einer Frequenz angeregt wurde, zeigt das Spektrum noch zwei weitere Peaks außer dem direkt angeregten Spinwellensignal. Die Nebenpeaks bei 4,43 GHz und 2,73 GHz sind auf die Aufspaltung der Spinwelle mit 7,20 GHz zurück zu führen.

Das Modenprofil in (a) zeigt nur eine radiale Symmetrie und kann mit der Modennummerierung (2,0) beschrieben werden. Es ist besonders darauf hin zu weisen, dass in Abschnitt 3 erklärt wurde, dass bei der gegebenen Probensymmetrie in radiale Richtung nur ungerade Moden angeregt werden können. Offensichtlich trifft das nur theoretisch zu. Eigentlich sollte es mit einem homogenen anregenden Magnetfeld nicht möglich sein, gerade Moden an zu regen. In radialer Richtung besitzen sie kein effektives magnetisches Moment, da sich die Beträge der magnetischen Momente des ersten Wellenbauches mit denen des zweiten, entgegengesetzten Wellenbauches aufheben. Unter diesen Bedingungen hätte das anregende magnetische Feld keine Möglichkeit an den magnetischen Momenten der Spinwelle an zu greifen. Nun ist es allerdings so, dass die Probengeometrie vom Idealfall abweicht, so ist zum Beispiel das Magnetfeld der Leiterschleife nicht vollkommen homogen über die Scheibenoberfläche verteilt. Somit unterdrücken sich die Beträge der magnetischen Momente nicht vollkommen, ein effektives magnetisches Moment existiert und Spinwellen gerader Ordnung können angeregt werden. Dieser Effekt wäre sicherlich auch bei geringer Mikrowellenleistung in Abschnitt 3 sichtbar gewesen, wenn die Messung länger durchgeführt worden wäre.

Die Modenstrukturen in (b) und (c) zeigen sowohl radiale, als auch azimutale Symmetrie (1,8) und (2,8). Im Abschnitt der linearen Anregung wurde dargestellt, dass wegen der azimutalen Symmetrie der Leiterschleife und der Scheibe keine Spinwellenmoden in azimutale Richtung angeregt werden können. Auch bei starken oszillierenden Magnetfeldern ist eine solche Anregung nicht möglich, allerdings können diese Moden indirekt angeregt werden. Da sich die direkt angeregte Mode bei 7,20 GHz in zwei Moden niedrigerer Frequenz (4,43 GHz und 2,73 GHz) aufspaltet, sind diese neuen Spinwellenmoden nicht mehr an die Symmetrie des anregenden Magnetfeldes gebunden. Eine direkte Anregung dieser Moden mit der jeweiligen Anregungsfrequenz ist nicht möglich, was ebenfalls für die Aufspaltung der Spinwelle mit 7,20 GHz spricht.

Um die Modennummer in azimutale Richtung besser bestimmen zu können wurde außerdem ein kreisförmiger Linienscan bei etwa $4/5$ des Radius durchgeführt. Die Intensitätsverteilung abhängig von der azimutalen Position, angegeben durch den Winkel θ ist in Abbildung 4.7 (d) dargestellt. Man erkennt deutlich die Periodizität der Intensitätsverteilung, sowohl bei der Modenstruktur der Frequenz 2,73 GHz (rot), als auch bei der Modenstruktur der Frequenz 4,43 GHz (blau). Mit dieser Art von Messung wird leicht ersichtlich, dass die lokalen Maxima der jeweils einen Intensitätsmessung bei der Position der lokalen Minima der jeweils anderen Intensitätsmessung liegen. Dieser Umstand der Verschiebung der Maxima kann dadurch erklärt werden, dass die Summe der Spinwellenintensitäten der beiden aufgespaltenen Moden bei dieser Anordnung am ehesten der Intensitätsverteilung der radialen Mode entspricht.

Die Intensitätsmessungen der aufgespaltenen Spinwellenweisen jeweils 8 Maxima bzw. Minima auf, womit die Modennummerierung (n,8) bestätigt werden kann. Diese Art von Messung ist besonders bei Modenprofilen noch höherer azimutalen Ordnung hilfreich, da die bei den orts aufgelösten Messungen gewählte Schrittweite von $0,141 \mu\text{m}$ nicht ausreicht, um alle Maxima aufzulösen. Bei den

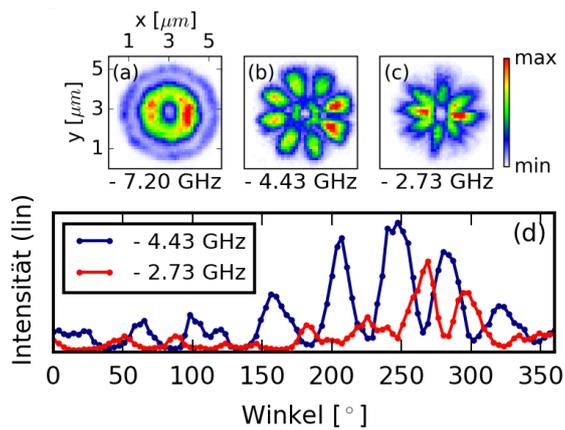


Abbildung 4.7: Intensitätsverteilung der Spinwelle über die magnetische Struktur bei einer Anregungsfrequenz von 7,20 GHz. Für die Bilder (a) - (c) wurde die Intensitätsverteilung im Frequenzbereich von jeweils 1 GHz um den betreffenden Resonanzpeak extrahiert. Das Modenprofil in (a) zeigt nur eine radiale Symmetrie, (c) nur eine azimutale und (b) sowohl radiale, als auch azimutale. (c) kreisförmiger Linienscan über die Probe bei etwa 4/5 des Radius. Rot zeigt die Intensität für das Spinwellensignal bei 2,73 GHz, blau für 4,43 GHz. Die lokalen Maxima der beiden Intensitätsmessungen liegen jeweils bei den Minima der anderen.

kreisförmigen Linienscans wurden 100 Messpunkte aufgenommen, was einer ungefähren Schrittweite von 0,126 μm entspricht.

Die Aufspaltung der direkt angeregten Mode in Moden niedrigerer Frequenz ist nicht nur bei 7,20 GHz möglich, sondern auch bei weiteren Frequenzen.

In Abbildung 4.8 sind zwei Frequenzprofile bei hohen Anregungsfeldern dargestellt, die weitere Aufspaltungen zeigen. Bemerkenswert ist, dass sich die angeregte Mode immer so aufteilt, dass die entstehenden Moden äquidistant zur Hälfte der Anregungsfrequenz verteilt sind. Dieser betragsmäßig gleiche Abstand zur Hälfte der Anregungsfrequenz lässt sich durch die Energieerhaltung der Aufspaltung der Moden erklären. Um diesen Sachverhalt zu veranschaulichen wurden in die Frequenzprofile jeweils zwei Hilfslinien eingezeichnet. Eine mit der Steigung -1, die die direkt angeregte Mode beschreibt, die andere mit der Steigung $-\frac{1}{2}$ um den Energieerhalt ablesen zu können. Der Farbcode stellt die Spinwellenintensität in logarithmischer Skalierung dar, damit Spinwellen kleiner Intensität besser sichtbar sind.

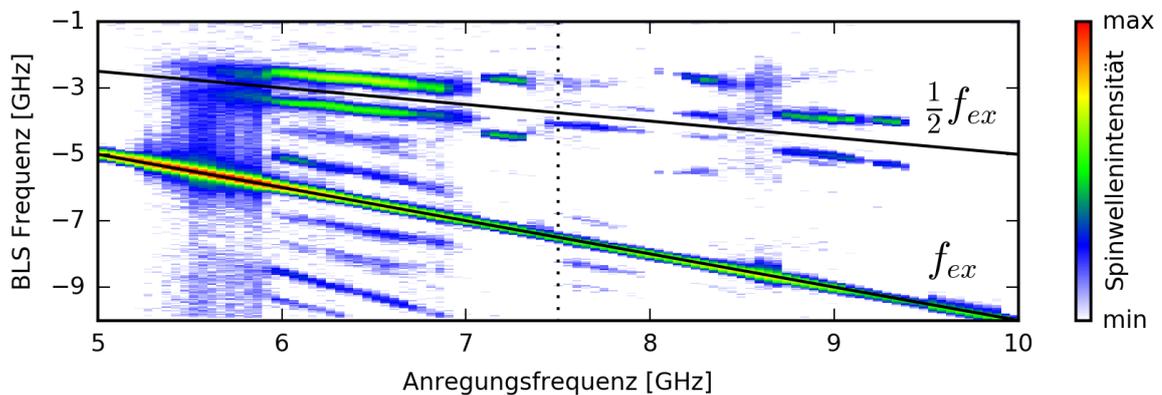


Abbildung 4.8: (links) Frequenzprofil für eine Anregung von 5,00 GHz - 7,50 GHz. Neben der direkt angeregten Mode erkennt man im Frequenzbereich um 6,40 GHz (wobei das Maximum dieser Moden bei 6,10 GHz liegt), sowie um 7,20 GHz die Aufspaltung in andere Moden. (rechts) Frequenzprofil für eine Anregung von 7,50 GHz - 10,00 GHz. Aufgespaltene Moden sind bei 7,65 GHz, 8,30 GHz, 9,00 GHz und 9,30 GHz zu erkennen. Die Spinwellenintensität ist logarithmisch über die Farbskala aufgetragen. Außerdem wurden in die Grafik zwei Hilfslinien eingezeichnet. Eine für die direkte Anregung, sowie für die halbe Frequenz der direkten Anregung. Man sieht, dass die Aufspaltungen immer mit gleichem Abstand zur halben Anregungsfrequenz auftreten. Die gestrichelte Linie unterteilt die Abbildung in zwei Messungen, die nacheinander durchgeführt wurden.

Das im Jahr 2014 veröffentlichte Paper von R. E. Camley [2] erklärt eine solche Aufspaltung im Fall

einer 275 nm dicken, streifenförmigen Probe aus Permalloy, deren lange Achse L_z in Richtung eines statischen, externen Magnetfeldes zeigt. Spinwellen können auch dort stehende Wellen ausbilden, deren Wellenvektor die quantisierten Werte $q_z = \pm n\pi/L_z$ annehmen können. Ob sich eine direkt angeregte Spinwelle aufspalten kann, hängt von der Existenz der Wellenvektoren ab, in die sie sich aufspalten möchte. Deshalb ist eine Aufspaltung dann möglich, wenn die Spinwelle in der Backward-Volumen-Geometrie ist, da dort die Dispersionsrelation bei Wellenvektoren kleiner Beträger eine negative Steigung aufweist und so den Wert der halben Anregungsfrequenz unterschreiten kann. Die Dispersionsrelation der BV-Spinwellen in dem oben beschriebenen Streifen ist in Abbildung 4.9 dargestellt, wobei diese wegen der Quantisierung der Wellenvektoren nicht mehr kontinuierlich ist. Eine mögliche Aufspaltung der Spinwelle mit dem Wellenvektor $\mathbf{k} = 0$ ist mit roten Pfeilen eingezeichnet. Die Aufspaltung erfolgt so, dass die Energie erhalten bleibt und der Gesamtimpuls nach der Aufspaltung wieder gleich Null ist, sich also wieder stehende Wellen ausbilden. Wegen der Energieerhaltung müssen die Frequenzen der neuen Spinwellen den Selben Abstand zur Hälfte der Frequenz der Ursprungsspinwelle besitzen, wegen der Impulserhaltung besitzen die neuen Spinwellen die Wellenvektoren $\pm k_{1/2}$. Die Dispersionsrelation ist sowohl von der Dicke der Probe, als auch von der Stärke des magnetischen Feldes abhängig. Wird die Probe dünner, bzw. das Magnetfeld schwächer, so fällt die Dispersionsrelation für betragsmäßig kleine Wellenvektoren weniger ab und es kommen weniger \mathbf{k} -Vektoren für eine Aufspaltung in Frage.

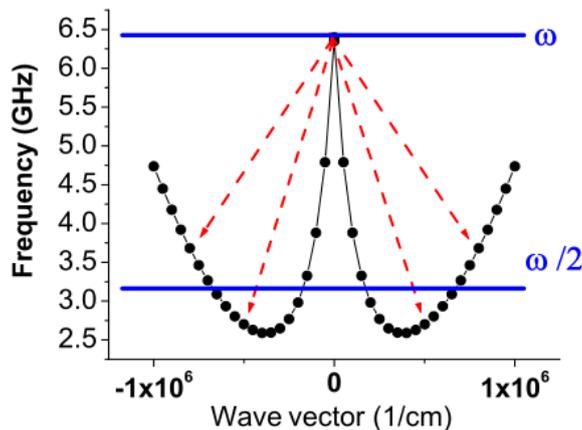


Abbildung 4.9: Dispersionsrelation einer Backward-Volumenmode in einem 275 nm dicken Permalloystreifen in einem externen Magnetfeld von 500 Oe. Die Punkte veranschaulichen die möglichen Werte der Dispersionsrelation, abhängig von der Quantisierung der Wellenvektoren. Die roten Pfeile zeigen eine mögliche Aufspaltung der Spinwelle mit $\mathbf{k} = 0$ unter Energie- und Impulserhaltung. Abbildung entnommen aus [2]

Im Rahmen der Veröffentlichung [2] wurde zusätzlich untersucht, wie sich die Spinwellenaufspaltung bei einer Anregungsfrequenz ungleich der Resonanzfrequenz verhält. Das Ergebnis besagt, dass eine Aufspaltung ebenfalls in einem schmalen Frequenzbereich um die Resonanzfrequenz möglich ist, wobei die Intensität der Spinwellenmoden nachlässt, je weiter die Anregungsfrequenz von der Resonanzfrequenz abweicht. Dieses Ergebnis steht in Übereinstimmung mit den in Abbildung 4.8 dargestellten Messwerten.

Die Betrachtung der Resonanzfrequenzen in Abhängigkeit verschiedener Anregungsfrequenzen in Abbildung 4.8 zeigt, dass im gewählten Frequenzbereich für mehrere Anregungsfrequenzen eine Aufspaltung der direkt angeregten Spinwellen stattfindet. Aufspaltungen treten bei Anregungsfrequenzen von 6,10 GHz, 7,20 GHz, 7,65 GHz, 8,30 GHz, 9,00 GHz und 9,30 GHz auf. Für all diese Anregungsfrequenzen wurden ebenfalls zweidimensionale Intensitätsmessungen durchgeführt, welche in Abbildung 4.10 aufgezeigt werden.

Diese Abbildung dient als Übersicht der Intensitätsverteilungen, welche in der Probengeometrie möglich sind, weswegen auf eine Darstellung von Achsenbeschriftungen und Farbscalen verzichtet wurde. Bis auf die Messung bei der Anregungsfrequenz $f_{ex} = 6,10$ GHz wurden alle Messungen unter den Selben Messbedingungen wie in Abbildung 4.7 durchgeführt, die Schrittweite zwischen den Messpunkten beträgt $0,141 \mu\text{m}$. Lediglich bei der Anregungsfrequenz $f_{ex} = 6,10$ GHz ist die Schrittweite $0,148 \mu\text{m}$.

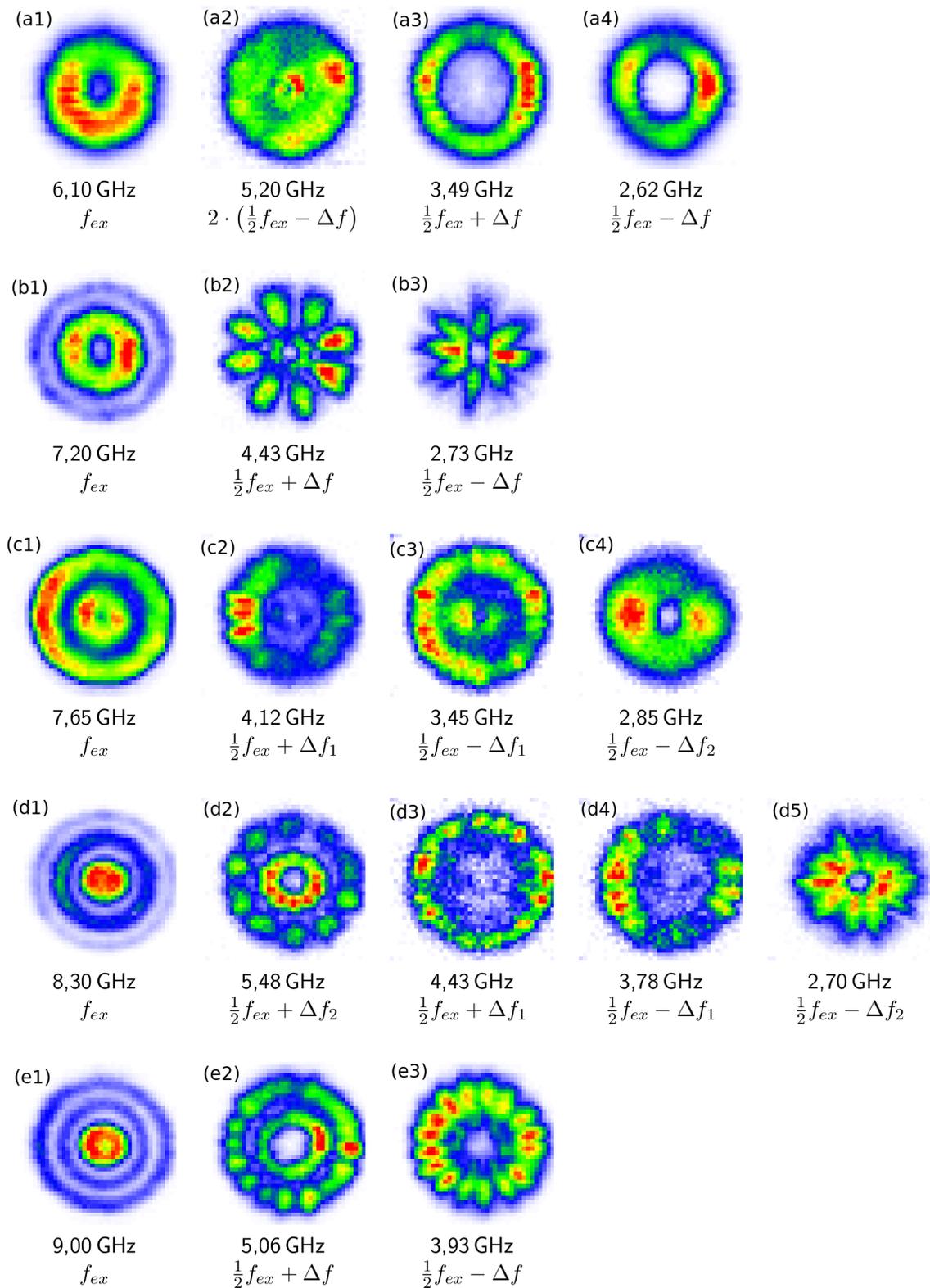


Abbildung 4.10: Intensitätsverteilung der Spinwelle über die magnetische Struktur bei unterschiedlichen Anregungsfrequenzen. Die Gemeinsamkeit der ausgewählten Anregungsfrequenzen ist, dass sich die direkt angeregte Mode durch den drei-Magnon-Prozess in Moden kleinerer Frequenz aufsplitten kann. Die Bildentstehung wurde bereits bei Abbildung 4.7 erklärt.

Wie in der Publikation [16] (welche in Abschnitt 3 zitiert wurde) betont, nimmt die Resonanzfrequenz für Spinwellen höherer radialer Ordnung zu. Ebenfalls wurde vorhergesagt, dass bei steigender azimuthaler Ordnung die Resonanzfrequenz abnimmt. Da die aufgespaltenen Moden eine Kombination aus rein radialen und rein azimuthalen Moden sind, bewirken beide Umstände einen gegenläufigen Effekt. Vergleicht man allerdings solche Moden miteinander, bei denen sich nur eine Modennummer ändert, können die Ergebnisse der Veröffentlichung [16] bestätigt werden.

Zunahme nur der azimuthalen Ordnung: $f_{(d2)} > f_{(e2)}$ und $f_{(b3)} > f_{(d5)}$

Zunahme nur der radialen Ordnung: $f_{(a1)} < f_{(b1)} < f_{(e1)}$

Außerdem kann man feststellen, dass sich die Maxima der Intensitätsverteilung weiter am Rand der Probe befinden, je höher die azimuthale Ordnung ist (vgl. ((d2) und (e2), oder (b3) mit (d5)). Nimmt man an, dass die Mode (a3) eine noch höhere azimuthale Ordnung besitzt, als die Mode (e3), was durch die Frequenzbeziehung $f_{(a3)} < f_{(e3)}$ bestätigt werden könnte, so erkennt man auch hier eine von der azimuthalen Ordnung abhängige Verschiebung der Intensitätsmaxima. Diese Verschiebung der Spinwellen zum Rand lässt sich dadurch erklären, dass so die Austauschenergie zwischen den Spins minimiert wird. Je weiter die Mode nach außen gedrückt wird, desto größer wird, bei gleicher Wellenlänge der Spinwelle, der Abstand der maximal ausgelenkten Spins zueinander.

Die in Abbildung 4.10 dargestellten Spinwellenmoden können (bis auf die Mode mit $f = 5,20$ GHz bei der Anregungsfrequenz $f_{ex} = 6,10$ GHz) alle mit der Aufspaltung der direkt angeregten Mode in Moden geringerer Frequenz erklärt werden. Allerdings ist im Frequenzscan aus Abbildung 4.8 ersichtlich, dass es bei bestimmten Frequenzintervallen nicht nur zur oben beschriebenen Aufspaltung der Spinwelle kommt, sondern auch andere Spinwellenmoden existieren, die sogar eine höhere Frequenz, als die Anregungsfrequenz besitzen.

Zur Veranschaulichung dieses Umstandes wurde für die beiden Frequenzbereiche, in denen zusätzliche Spinwellen im Bereich der direkten Anregung auftreten, die jeweiligen BLS-Spektren untersucht. Dafür wurde aus den Messdaten in Abbildung 4.8 im Frequenzintervall von $f = f_{ex} \pm 0,1$ GHz die BLS-Spektren (Spalte zum Wert der Anregungsfrequenz f) extrahiert und aufsummiert, um ein besseres Signal-zu-Rausch Verhältnis zu erhalten. Die dadurch entstandenen BLS-Spektren für die Anregungsfrequenzen $f_{ex} = 6,10$ GHz und $f_{ex} = 7,65$ GHz sind in Abbildung 4.11 dargestellt. Die Spinwellenintensität ist, wie in der ursprünglichen Abbildung 4.8, logarithmisch aufgetragen, um auch die Spinwellen kleiner Intensität gut erkennen zu können. Die lokalen Maxima wurden jeweils mit einem Gaussfit gefittet, um die Lage des Maximums und damit der Spinwelle heraus zu finden. Die Werte der lokalen Maxima sind in der nachfolgenden Tabelle dargestellt, wobei die Werte von rechts nach links den Maxima zugeordnet werden, bei denen ein Fit durchgeführt werden konnte (rote, gestrichelte Kurve in Abbildung 4.11).

f_{ex} [GHz]	Frequenzbeträge der lokalen Maxima [GHz]									
6,10	1,78	2,62	3,49	4,34	5,20	6,10	6,99	7,82	8,72	9,56
7,65	2,85	3,45	4,12	4,80	6,99	7,65	8,32	8,98	9,60	11,79
Beziehung	$2a = \frac{1}{2}f_{ex} - \Delta f_2$	$1a = \frac{1}{2}f_{ex} - \Delta f_1$	$1b = \frac{1}{2}f_{ex} + \Delta f_1$	$2b = \frac{1}{2}f_{ex} + \Delta f_2$	$2 \cdot 1a$	f_{ex}	$2 \cdot 1b$	$1b + 2b$	$2 \cdot 2b$	$2b + 2 \cdot 1a$

Aus den Beziehungen zwischen den Beträgen der lokalen Maxima wird deutlich, dass hier nicht nur drei-Magnonen-Prozesse im Sinne der Aufspaltung eines Magnons stattfinden, sondern auch zwei Magnonen unter Energieerhaltung zu einem Magnon höherer Frequenz verschmelzen können [2]. In der Tabelle für die Anregungsfrequenz $f_{ex} = 7,65$ GHz sind Frequenzen der Magnonen, die

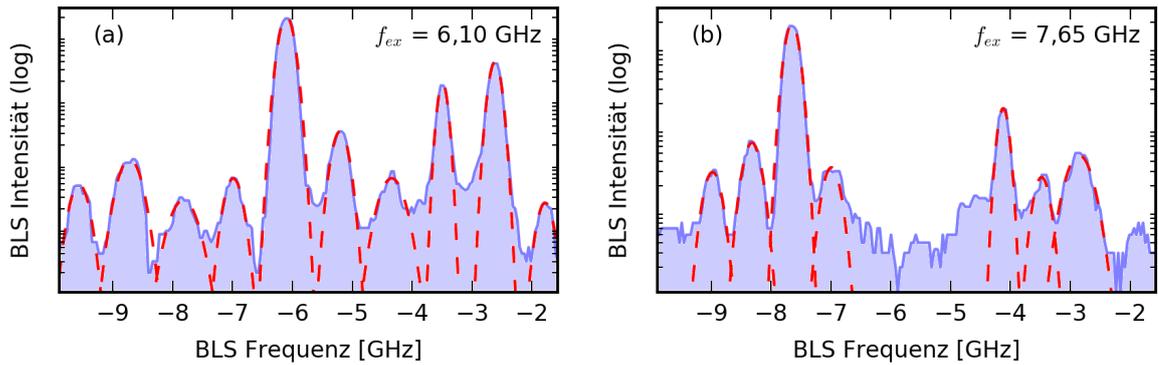


Abbildung 4.11: BLS Spektren zweier Anregungsfrequenzen f_{ex} aus Abbildung 4.8 im Intervall $f_{ex} \pm 0,1$ GHz, bei denen um die direkt angeregte Mode herum Peaks indirekt angeregter Moden entstehen. (a) $f_{ex} = 6,10$ GHz (b) $f_{ex} = 7,65$ GHz. Die Werte der lokalen Maxima, welche aus dem Gaussfit berechnet wurden (rote Linie), sind in der nachfolgenden Tabelle aufgezeigt.

in den Messwerten nicht sichtbar waren und zur Veranschaulichung nur berechnet wurden, grau geschrieben.

Bei beiden Anregungsfrequenzen können sich die Magnonen in zwei Magnonenpaare aufspalten, was durch die Beziehungen $\frac{1}{2}f_{ex} \pm \Delta f_{1/2}$ verdeutlicht wird. Die Werte für die $\Delta f_{1/2}$ lauten folgendermaßen:

$$\begin{aligned}
 f_{ex} = 6,10 \text{ GHz: } & \Delta f_1 = (0,440 \pm 0,010) \text{ GHz}, & \Delta f_2 = (1,280 \pm 0,010) \text{ GHz} \\
 f_{ex} = 7,65 \text{ GHz: } & \Delta f_1 = (0,335 \pm 0,040) \text{ GHz}, & \Delta f_2 \approx 0,975 \text{ GHz}
 \end{aligned}$$

Der Wert für Δf_2 bei der Anregungsfrequenz von $f_{ex} = 7,65$ GHz konnte nur ungenau angegeben werden, da zu wenige Magnonen mit der Frequenz zu (2b) gemessen wurden. Das liegt womöglich daran, dass die meisten Magnonen mit dieser Frequenz ($\approx 4,80$ GHz) zusammen mit denen der Frequenz 4,12 GHz zu Magnonen der Frequenz 8,98 GHz verschmolzen sind.

Insgesamt stimmen die Beziehungen zwischen den einzelnen Magnonen ziemlich genau mit den gemessenen Frequenzwerten überein. Für die Anregungsfrequenz von $f_{ex} = 6,10$ GHz liegen alle Abweichungen unter 1%. Bei der Anregungsfrequenz von $f_{ex} = 7,65$ GHz existiert die größte Abweichung zwischen Berechnung und Messung bei der Konfluenz zweier Magnonen der Frequenz 3,45 GHz zu einem Magnon der Frequenz 6,99 GHz, dort beträgt die Abweichung 1,03%.

4.4 Spinwellenmoden bei starken und schwachen anregenden Magnetfeldern

Nachfolgend soll die Intensitätsverteilung bei niedriger und hoher Mikrowellenleistung verglichen werden. Dafür wurden für eine vorgegebene Mikrowellenleistung mehrere Linienscans über den gesamten Durchmesser der Scheibe durchgeführt, bei denen sich die Anregungsfrequenz änderte. Dieselbe Messung wurde anschließend für eine andere Mikrowellenleistung wiederholt.

Bei der Anregung mit niedriger Mikrowellenleistung (Abbildung 4.12 (a), 5 dBm) wird deutlich, dass die Spinwellenmoden bei den möglichen Frequenzen nahezu diskret angeregt werden, das heißt, dass die Resonanzfrequenz der Spinwellenmode nur in einem relativ schmalen Frequenzbereich angeregt werden kann. Die Wahl einer noch niedrigeren Mikrowellenleistung wäre sicherlich sinnvoll gewesen, da bei dieser Anregung zu erwarten ist, dass nur Moden mit ungerader Modennummer anregbar sind, also die lokalen Maxima der Intensität bei 7,40 GHz nicht auftauchen sollten. Vergleicht man das mit der Messung aus Abbildung 3.2, die bei -5 dBm durchgeführt wurde, so sind dort tatsächlich nur die beiden lokalen Intensitätsmaxima erkennbar, die den ungeraden Modennummern zugeordnet

werden können.

Abbildung 4.12 (b) zeigt die Intensitätsverteilung der angeregten Spinwellen bei hoher Mikrowellenleistung (23 dBm, Faktor 2^7 zu (a)). Die Intensitätsverteilung zeigt, dass die anregende Mikrowellenleistung nun ausreicht, um kontinuierlich Spinwellen anzuregen, wobei es natürlich trotzdem lokale Maxima der Intensität gibt. Die Spinwellenmoden können allerdings in einem relativ breiten Frequenzbereich angeregt werden. Außerdem ist im Bereich von 5,40 - 6,10 GHz eine Verschiebung des Intensitätsmaximums zum Rand der Struktur hin beobachtbar. Auch die Mode bei 7,40 GHz ist nun überproportional deutlicher zu erkennen, was wiederum darauf hinweist, dass sie bei kleiner Anregungsleistung nicht vorhanden sein sollte. Dieses Verhalten steht im Gegensatz zur Auffassung der linearen Anregung, da dort nur Moden ungerader Modennummer angeregt werden können.

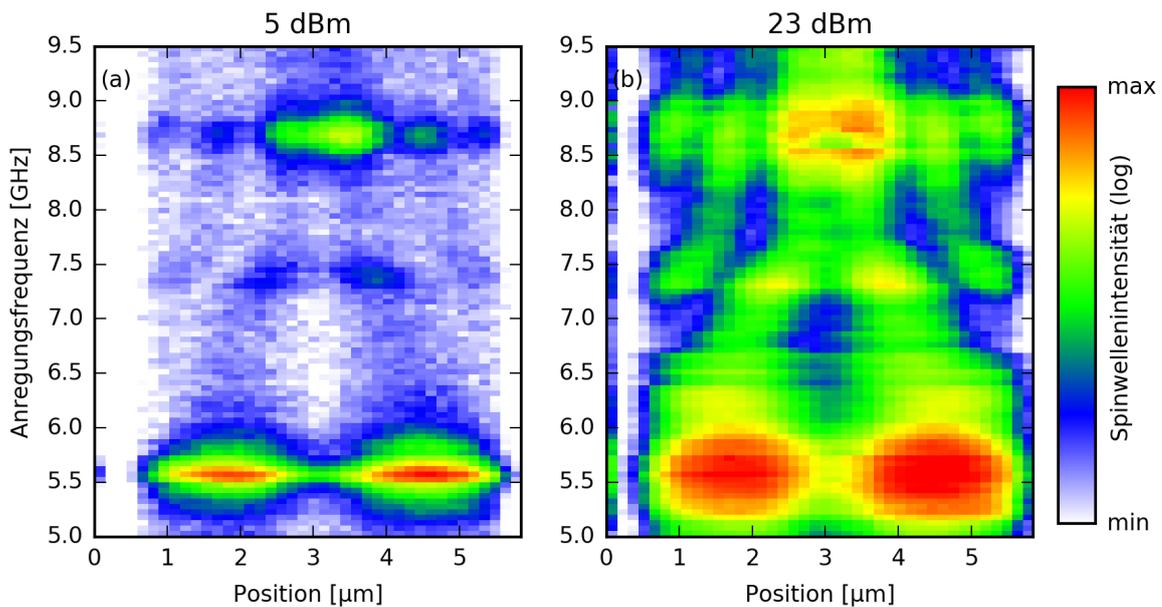


Abbildung 4.12: Intensitätsverteilung der Spinwellen bei niedriger und hoher Mikrowellenleistung. Eine Zeile entspricht einem Linienscan über den gesamten Durchmesser der Probe. Auf der y-Achse wird die Frequenz variiert. (a) niedrige Mikrowellenleistung (5 dBm): Moden werden annähernd diskret angeregt, (b) hohe Mikrowellenleistung (23 dBm): Moden werden kontinuierlich angeregt, außerdem verschiebt sich das Intensitätsmaximum von 5,50 GHz zu 6,30 GHz von der Mitte zum Rand der Scheibe. Die Intensitäten wurden auf ihr jeweiliges Maximum normiert und logarithmiert, um die Graphen besser vergleichen zu können.

4.5 Nichtlineares Verhalten der Aufspaltung

Die Aufspaltung der direkt angeregten Spinwellenmode in Moden kleinerer Frequenz ist mit dem 3-Magnon-Prozess ein nichtlinear vom Anregungsfeld abhängiger Prozess. Angeregte Spinwellen besitzen eine gewisse Lebensdauer, bis die ausgelenkten Magnetisierungen wieder in ihre Ruhelage zurückgekehrt sind. Dieses Verhalten ist mathematisch durch den Gilbert-Dämpfungsterm dargestellt.

Spinwellen können über die von ihnen erzeugten Streufelder miteinander kommunizieren, wobei die Streufelder stärker werden, je größer die Amplitude der Spinwelle wird, welche wiederum proportional zur Stärke des Anregungsfeldes ist. Die direkt angeregte Spinwelle kann sich also nur dann in Spinwellen kleinerer Frequenz aufspalten, wenn zum einen diese Zustände überhaupt möglich sind, und zum anderen die Zustände auch ausreichend besetzt sind, sodass das Streufeld möglichst groß wird.

Dem entgegen wirkt die Relaxation der Spinwellen zurück in ihren Ruhezustand, womit das Streufeld wiederum abnimmt. Bei Raumtemperatur werden natürlicher Weise Spinwellen aller möglichen Frequenz angeregt, was als Ausgangszustand für Aufspaltung gilt. Sind die Anregungsfelder noch zu schwach, können zwar ein paar wenige Magnonen aufgespalten werden, verschwinden sie aufgrund ihrer kurzen Lebensdauer wieder, bevor neue Magnonen durch Aufspaltung zu dieser Mode erzeugt wurden. Ab einem bestimmten Schwellwert (in Abbildung 4.13 etwa 10 dBm Mikrowellenleistung), werden im Zeitintervall der Lebensdauer mehr Magnonen durch Aufspaltung erzeugt, als relaxieren, wodurch die Streufelder der Spinwellen stärker werden, was wiederum die „Kommunikation“ zwischen den Spinwellen vereinfacht und weitere Aufspaltungen begünstigt. Die Aufspaltung einer Spinwelle ist somit ein sich selbst verstärkender Prozess, der nichtlinear von der anregenden Mikrowellenleistung abhängt.

Abbildung 4.13 stellt eben diesen nichtlinearen Zusammenhang zwischen der Intensität der durch Aufspaltung erzeugten Spinwellen und der Mikrowellenleistung dar. Wohingegen die direkt angeregte Spinwellenmode schon bei geringer Mikrowellenleistung sichtbar wird und von da an linear ansteigt, werden die durch Aufspaltung erzeugten Spinwellenmoden erst bei wesentlich höheren Mikrowellenleistungen sichtbar, die Intensität nimmt dafür aber deutlich nichtlinear mit der angelegten Mikrowellenleistung zu, bis sie schließlich in eine Art Sättigung übergeht. Auch hier lässt sich die zuvor gemachte Beobachtung bestätigen, dass einige Moden aus der Konfluenz zweier Magnonen niedrigerer Frequenz entstehen. Bei der Mode der Frequenz 5,20 GHz, welche durch Konfluenz von Magnonen der Frequenz 2,62 GHz entsteht, erkennt man das Anwachsen der Intensität, sobald Magnonen der Frequenz 2,60 GHz entstehen.

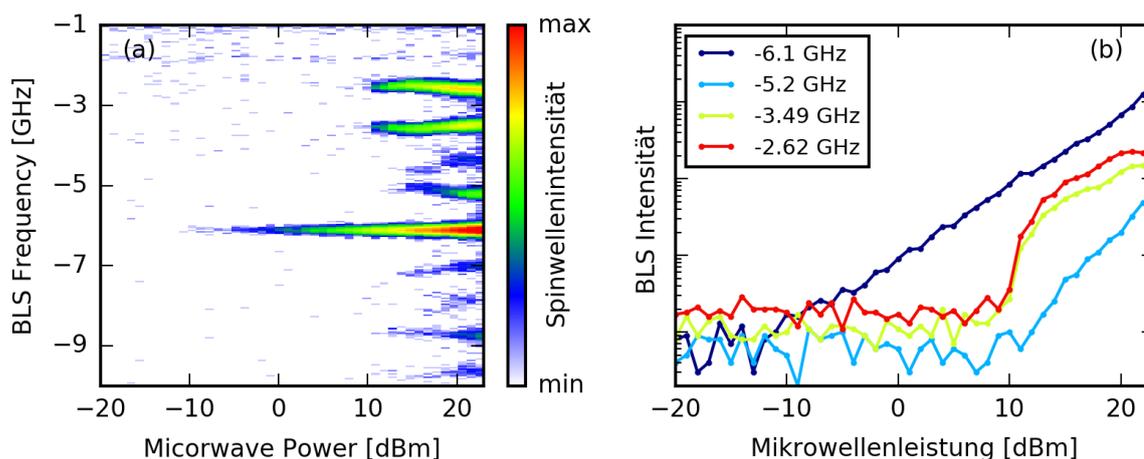


Abbildung 4.13: Leistungsabhängigkeit des 3-Magnon-Prozesses bei einer Anregungsfrequenz von 6,10 GHz. (a) Registrierte Frequenz der Spinwellen abhängig von der angelegten Mikrowellenleistung. Eine Spalte entspricht einem BLS-Spektrum bei der auf der x-Achse angegebenen Mikrowellenleistung. Die Intensität der Spinwellen ist über die Farbskala logarithmisch angegeben. Die direkt angeregte Spinwelle bei 6,10 GHz ist schon bei niedrigen Mikrowellenleistungen (ab etwa -5 dBm) zu erkennen, die aufgespaltenen Moden bei niedrigeren Frequenzen entstehen erst bei höheren Mikrowellenleistungen ab 10 dBm. (b) Intensität der Spinwelle abhängig von der angelegten Mikrowellenleistung. Die direkt angeregte Mode bei 6,10 GHz wird deutlich früher sichtbar, als die indirekt angeregten Moden. Durch die doppellogarithmische Skala besitzt die direkt angeregte Mode eine lineare Steigung, die indirekt angeregte Moden eine nichtlineare.

Da die aufgespaltenen Spinwellenmoden nicht direkt angeregt werden, sondern erst durch Aufspaltung der direkt angeregten Spinwelle erzeugt werden, ist anzunehmen, dass es einen Zeitversatz zwischen der Detektion der Photonen gibt, je nachdem, an welcher Art von Magnonen sie gestreut wurden. Um dieses Verhalten zu überprüfen, wurde eine zeitaufgelöste Messung bei Anregungsfrequenzen durchgeführt, bei denen eine Aufspaltung der direkt angeregten Spinwelle zu erwarten ist. Da bei den ausgewählten Anregungsfrequenzen (6,50 GHz und 9,00 GHz) die Intensitätsprofile der

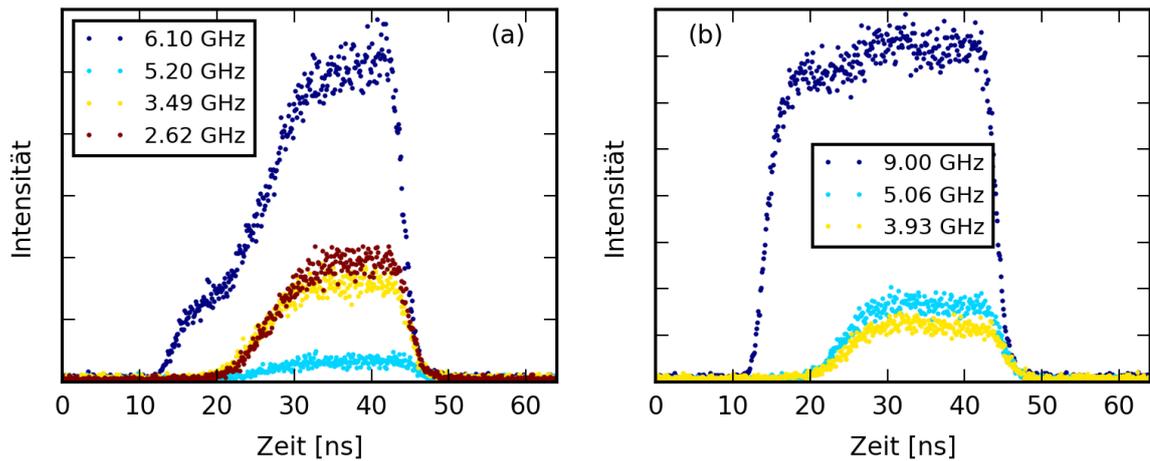


Abbildung 4.14: Zeitaufgelöste Darstellung der Aufspaltung direkt angeregter Moden in Moden kleinerer Frequenz. (a) Anregungsfrequenz: 6,10 GHz, (b) Anregungsfrequenz: 9,00 GHz. Die direkt angeregte Spinwelle entsteht etwa 10 ns früher, als die aufgespaltenen. In (a) ist ein deutliches Einbrechen der Anzahl der registrierten Photonen der direkt angeregten Mode erkennbar, sobald sich diese in die Moden kleinerer Frequenz aufspaltet. Dieser Effekt ist in (b) nicht so stark ausgeprägt.

Spinwellenmoden für die direkt angeregte Mode und die aufgespaltenen Moden sehr unterschiedlich aussehen, wurde während der Zeitmessung zusätzlich der Laserspot ringförmig bei etwa $4/5$ des Radius über die Scheibe bewegt. Dies bewirkt eine Mittelung über die Positionen auf der Struktur und gewährleistet, dass alle Spinwellenmoden beachtet werden und nicht zufällig nur an einer Position gemessen wird, an der eine der Moden ein Minimum und die andere ein Maximum hat. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Abbildung 4.14 abgebildet. Es ist zu beachten, dass der Startpunkt des Signals (t_0) deshalb nicht bei 0 ns liegt, weil alle Signale (Trigger, Photonencount, Zeituordnung, ...) ebenfalls eine gewisse Zeit benötigen, um durch die Kabel vom erzeugenden zum auswertenden Gerät zu gelangen. Allerdings sind Kabellänge und Datengeschwindigkeit für jede Einzelmessung gleich, weshalb der Zeitversatz nur relativ ist und der Zeitpunkt t_0 für den Beginn der Spinwellenanregung dort definiert werden kann, wo die Photonenzählrate zu steigen beginnt. Wie erwartet entstehen die aufgespaltenen Spinwellen erst etwa 10 ns nachdem die direkte Spinwelle angeregt wurde.

Aber nicht nur der Startpunkt der Entstehung, sondern auch der Intensitätsverlauf ist unterschiedlich. Besonders bei der Anregung mit 6,10 GHz ist sehr deutlich zu sehen, dass die Zahl der detektierten Photonen, die an der direkt angeregten Spinwelle gestreut wurden, einknickt, sobald sie sich nach 10 ns in die anderen Spinwellen aufspalten kann. Da der Mikrowellenpuls länger als 10 ns dauert, werden dann weitere Magnonen erzeugt, sodass die Intensität wieder weiter steigen kann. Bei der Anregungsfrequenz von 9,00 GHz ist dieses Verhalten zwar auch, aber nicht so stark sichtbar. Sobald der anregende Mikrowellenpuls endet, werden keine weiteren Magnonen mehr erzeugt und die Intensität relaxiert im Zeitintervall der Lebensdauer.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Mittels der Brillouin-Lichtstreu-Mikroskopie wurde das Spinwellenspektrum kreisförmiger Scheiben aus einer dünnen Schicht des ferromagnetischen Materials Permalloy im Vortexzustand nachgewiesen. Die radiale Symmetrie der Intensitätsverteilung der direkt angeregten Spinwellen bestätigt den rotationssymmetrischen Ausgangszustand der magnetischen Momente im Vortexzustand [17].

Durch Erhöhung der Stärke des anregenden, oszillierenden Magnetfeldes konnte zusätzlich nichtlineare Spinwellenanregung untersucht werden. Die von Simulationen vorhergesagte Solitonenbildung trotz der Messmethode der zeitaufgelösten BLS-Mikroskopie nicht nachvollzogen werden. Stattdessen konnten nichtlineare Streuprozesse von Magnonen beobachtet werden, die bei Spinwellen hoher Intensität zu erwarten sind.

Im Bereich niedriger Anregungsfrequenzen (5,00 GHz - 6,00 GHz) bei hohen Anregungsleistungen konnte der Prozess der vier-Magnonen-Streuung beobachtet werden, der erst bei einer höheren Anregungsleistung eintritt, als die drei-Magnonen-Streuung. Die Probengeometrie gibt Diskretisierungsregeln für die Auswahl möglicher Magnonenfrequenzen vor, trotzdem können bei der vier-Magnonen-Streuung Magnonen in einem breiten Frequenzbereich entstehen. Daraus lässt sich ableiten, dass die Frequenzen der verschiedenen Moden sehr eng beieinander liegen. Als Effekte der drei-Magnonen-Streuung konnte sowohl die Konfluenz zweier Magnonen, als auch die Frequenzaufspaltung eines Magnons beobachtet werden. Im Bereich höherer Anregungsfrequenzen (6,00 GHz bis 9,50 GHz) überwiegt der Prozess der drei-Magnonen-Streuung über dem der vier-Magnonen-Streuung. Die Aufspaltung von Spinwellen folgt unter den selben Diskretisierungsregeln wie oben, jedoch zeigt das Spinwellenspektrum eine viel stärkere Diskretisierung der möglichen Frequenzwerte der aufgespalteten Spinwellen, da nur eine oder zwei Aufspaltungspaare entstehen konnten. Außerdem ist eine Frequenzaufspaltung von Spinwellen nicht für Spinwellen jeder Frequenz möglich, sondern nur in gewissen Frequenzintervallen. Zukünftige Untersuchungen sollen demnach weitere Auswahlregeln für die Aufspaltung von Spinwellen zeigen.

Die Abhängigkeit der Aufspaltung der Spinwellen von der anregenden Mikrowellenleistung verdeutlicht den nichtlinearen Charakter des Prozesses, da dieser erst bei höheren Mikrowellenleistungen einsetzt, dann aber nichtlinear anwächst. Zudem wurde der zeitliche Verlauf der Aufspaltung untersucht, der bestätigt, dass die aufgespaltenen Moden erst ein paar Nanosekunden später entstehen, als die direkt angeregten Moden.

Mit der Vermessung der Intensitätsverteilung der Spinwellen im nichtlinearen Bereich wurde deutlich, dass durch die Aufspaltung der direkt angeregten Spinwellenmode auch solche Moden entstehen, die aufgrund der Geometrie des anregenden Wechselfeldes nicht direkt angeregt werden können. Nachfolgende Experimente werden den nichtlinearen Effekt der Frequenzaufspaltung von Spinwellen weiter analysieren. So soll die Verschiebung der Intensitätsmaxima der Spinwellen bei höherer azimuthaler Ordnung zum Rand hin genauer untersucht werden, da diese in einer im März 2016 im arXiv präsentierten Simulation nicht vorhergesagt wird [20].

Literaturverzeichnis

- [1] Helsen, M. et al.: Non-linear radial spinwave modes in thin magnetic disks. In: Applied Physics Letters 106, 032405 (2015)
- [2] Camley, R.E.: Three-magnon processes in magnetic nanoelements: Quantization and localized mode effects. In: Physical Review B 89, 214402, 2014
- [3] Ashcroft, N.W.; Mermin, D.N.: Festkörperphysik. 4. Auflage. Oldenbourg Verlag, 2015
- [4] Nolting, W.: Grundkurs Theoretische Physik 7 - Viel-Teilchen-Theorie. 8. Auflage. Springer, 2015
- [5] Nolting, W.: Grundkurs Theoretische Physik 3 - Elektrodynamik. 10. Auflage. Springer, 2013
- [6] Kittel, Ch.: Einführung in die Festkörperphysik. 4. Auflage. Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G.-Leipzig, 1973
- [7] Novais, E.R.P. et al.: Phase diagram of magnetic configurations for soft magnetic nanodots of circular and elliptical shape obtained by micromagnetic simulation. In: arXiv:0909.5686v1 [cond-mat.mes-hall], 2009
- [8] Wachowiak, A. et al.: Direct Observation of Internal Spin Structure of Magnetic Vortex Cores. In: Science Vol. 298, 2002
- [9] Schaefer, B.: Lehrbuch der Experimentalphysik Band 6 - Festkörper. 2. Auflage. de Gruyter, 2005
- [10] Schultheiß, H.: Kohärenz und Dämpfungsverhalten von Spinwellen in magnetischen Mikrostrukturen. Technische Universität Kaiserslautern, Fachbereich Physik, Dissertation, 2010
- [11] Stancil, D.D.; Prabhakar, A.: Spin Waves - Theory and Applications. Springer, 2009
- [12] Opel, M.: Lecture Notes of Dr. Opel to the Lecture on "Magnetism". Walther-Meißner-Institut, Technische Universität München, überarbeitet: Wintersemester 2014/2015
- [13] Kalinikos, B.A.; Slavin, A.N.: Theory of dipole-exchange spin wave spectrum for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions. In: Journal of Physics C: Solid State Physics Vol. 19, Num. 35, 1986
- [14] Vogt, K.: Spinwellentransport in zweidimensionalen Mikrostrukturen. Technische Universität Kaiserslautern, Fachbereich Physik, Dissertation, 2013
- [15] JRS Scientific Instruments - Operator Manual. Tandem Fabry-Perot Interferometer TFP-1

- [16] Buess, M. et al.: Excitations with negative dispersion in a spin vortex. In: Physical Review B 71, 104415, 2005
- [17] Vogt, K. et al.: Optical detection of vortex spin-wave eigenmodes in microstructured ferromagnetic disks. In: Physical Review B 84, 174401, 2011
- [18] Khivintsev, Y. et al.: Nonlinear ferromagnetic resonance in permalloy films: A nonmonotonic power-dependent frequency shift. In: Physical Review B 81, 054436, 2010
- [19] Schultheiß, H. et al.: Direct observation of nonlinear four-magnon scattering in spin-wave microconduits. In: Physical Review B 86, 054414, 2012
- [20] Taurel, B. et al.: Complete mapping of the spin-wave spectrum in vortex state nano-disk. In: arXiv:1602.06336v2 [cond-mat.mes-hall], 2016

Danksagung

Im Folgenden möchte ich mich bei den Personen bedanken, die auf unterschiedliche Weise zur Entstehung der Bachelorarbeit beigetragen haben:

Prof. Dr. Fassbender für die Betreuung der Bachelorarbeit und der Rolle als Erstgutachter, sowie Prof. Dr. Helm dafür, dass er sich dazu bereit erklärt hat das zweite Gutachten zu übernehmen.

Dr. Helmut Schultheiß für die interessante Aufgabenstellung und die Möglichkeit die Arbeit in seiner Arbeitsgruppe schreiben zu können. Außerdem für die Geduld bei Erklärungen physikalischer Sachverhalte.

Kai Wagner für die Einarbeitung im Labor und der Probenherstellung, insbesondere für die noch größere Geduld bei Erklärungen verschiedenster Sachverhalte und der ständigen Hilfsbereitschaft bei kleineren und größeren Problemen mit dem Messaufbau, sowie für das Korrekturlesen der Arbeit.

Bernd Scheumann für das Aufdampfen der Permalloyschicht.

Tobias Hula für die Anfertigung der Abbildungen 2.2 und 2.5.

Der Arbeitsgruppe Magnonik als Ganzes, für die überaus angenehme Atmosphäre während und außerhalb der Arbeitszeit.

Meinem Freund Sven unter anderem für die Unterstützung im Umgang mit der Programmiersprache python für eine möglichst ästhetische Darstellung der ausgewerteten Messdaten.

Eigenständigkeitserklärung

Hiermit bestätige ich, dass die von mir am heutigen Tag eingereichte Bachelorarbeit zum Thema **Nichtlineare Spinwellen in magnetischen Vortexstrukturen** vollkommen selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Literatur angefertigt habe.

Franziska Wehrmann, Dresden den 20. Mai 2016