

Optisch induzierte Magnetisierungslandschaften zur Beeinflussung der Spinwellenpropagation

Dissertation

Marc Vogel

Vom Fachbereich Physik der Technischen Universität Kaiserslautern zur
Verleihung des akademischen Grades „Doktor der Naturwissenschaften“
genehmigte Dissertation

Betreuer: Prof. Dr. Georg von Freymann

Zweitgutachter: Prof. Dr. Burkard Hillebrands

Datum der wissenschaftlichen Aussprache: 02.07.2019

D 386

Kurzfassung

Gegenstand dieser Arbeit ist die optische Erzeugung von Magnetisierungsverteilungen und der Propagation von Spinwellen durch diese. Spinwellen sind kollektive Anregungen des Spinsystems eines magnetischen Materials – das zugehörige Quasiteilchen wird Magnon genannt.

Diese Dissertation wurde im Rahmen von Projekt B04 des transregionalen Sonderforschungsbereiches SFB/TRR 173 „Spin+X – Spin in its collective environment“ der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) durchgeführt. Das Forschungsprogramm befasst sich mit der Wechselwirkung von Elektronenspins mit deren Umgebung und umfasst neben der theoretischen und experimentellen Grundlagenforschung auch die Übertragung auf technische Anwendungen.

In der vorliegenden Arbeit wird die Manipulation von Magnonenströmen in magnetischen Materialien diskutiert. Generell gibt es zwei Methoden zur Modifikation der Eigenschaften eines Materials: Entweder die chemische Zusammensetzung oder die Struktur der Probe wird verändert. Zur räumlichen Veränderung des Materials werden üblicherweise Lithografie-, Abscheidungs- und Ätzprozesse verwendet. Diese Verfahren legen die Eigenschaften des Materials irreversibel fest. In dieser Arbeit wird eine neue Methode zur transienten Modulation der Eigenschaften von magnetischen Materialien entwickelt und an verschiedenen Anwendungen demonstriert. Ein Laser in Kombination mit einem räumlichen Lichtmodulator, auf welchem Computer generierte Hologramme dargestellt werden, erlaubt die Erzeugung von fast beliebigen Intensitätsverteilungen auf einem dünnen magnetischen Film – Yttrium Eisen Granat mit wenigen μm Filmdicke. Das Laserlicht wird von der Probe absorbiert und erzeugt somit optisch induzierte thermische Profile. Daraus resultiert ebenfalls eine lokale Modifikation der Sättigungsmagnetisierung und somit entstehen Magnetisierungslandschaften. Durch zeitliche Modulation der Intensität des Lichts und Wärmeabgabe an die Umgebung, sind diese magnetischen Strukturen dynamisch und rekonfigurierbar. Solche Magnetisierungslandschaften werden in dieser Arbeit verwendet um die Propagation von Spinwellen in der Probe zu beeinflussen.

So werden zum Beispiel auf einer einzigen Probe ein- und quasi-zweidimensionale magnonische Kristalle mit unterschiedlichen Gitterkonstanten realisiert. Ein vektorieller Netzwerkanalysator be-

stimmt das Transmissions- und Reflexionsspektrum. Die auftretenden Bandlücken lassen sich sowohl mit der Transfermatrixmethode beschreiben als auch mit der Dispersionsrelation von Spinwellen vergleichen. Die ermittelten experimentellen Ergebnisse entsprechen den Erwartungen. Eine weitere Anwendung der neu entwickelten Strukturierungsmethode ist die Konvertierung von unterschiedlichen Spinwellentypen. Die Propagation von Spinwellen in parallel zur Filmebene magnetisierten Proben ist streng anisotrop. Magnetostatische Rückwärts-Volumenmoden, die entlang der Magnetisierungsrichtung propagieren, und Oberflächenmoden, die sich senkrecht zu dieser Richtung ausbreiten, existieren üblicherweise nicht simultan bei einer gegebenen Frequenz und sonstigen äußeren Parametern. Durch Verwendung von optisch induzierten Magnetisierungsgradienten lässt sich sowohl experimentell als auch mittels Simulationen zeigen, dass eine Änderung der Propagationsrichtung um bis zu 90° – und somit eine Modenkonvertierung – möglich ist. Der dritte Anwendungsbereich von Magnetisierungslandschaften in dieser Arbeit ist die Spinwellen-Optik. Die räumliche Modulation der Sättigungsmagnetisierung verändert den lokalen Brechungsindex für Spinwellen. Analog zur konventionellen Optik mit Licht können somit Komponenten zur Beeinflussung der Spinwellenpropagation konstruiert werden. In Simulationen werden Spiegel zur Ablenkung von Spinwellenstrahlen, Axicons zur Erzeugung von Bessel-Strahlen und Gradientenindexlinsen zur Fokussierung von Spinwellen gezeigt. Außerdem können Gradientenindexlinsen dazu verwendet werden um Fourieroptik mit Spinwellen zu realisieren.

Abstract

The topic of this thesis is the optical creation of landscapes in the saturation magnetization and the propagation of spin waves through them. Spin waves are collective excitations of a magnetic body's spin system – the associated quasiparticle is called a magnon.

This PhD thesis has been carried out in the frame of project B04 within the collaborative research centre SFB/TRR 173 „Spin+X – Spin in its collective environment“ of the Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG). The research program is concerned with the interaction of the electron's spin with its environment. Furthermore, Spin+X comprises theoretical and experimental fundamental research as well as the transfer to technical applications.

In the present work, the manipulation of magnon currents in magnetic materials is discussed. In general, there are two different methods to modify the properties of a material: changing the chemical composition or structuring the sample. Usually, spatial structuring is done using processes like lithography, depositing, or etching. These methods change the properties of the material irreversibly. In this thesis, a new method for the transient modulation of magnetic materials' properties is developed and its applicability is demonstrated by several examples. A laser in combination with a spatial light modulator, on which computer-generated holograms are displayed, allows for the creation of almost arbitrary intensity distributions on a thin magnetic film – yttrium iron garnet with a film thickness of several μm . The laser light is absorbed by the sample and, thus, thermal profiles are optically-induced. Hence, the saturation magnetization is simultaneously modified locally and magnetization landscapes are generated. By temporal modulation of light intensity and heat diffusion to the surrounding these magnetic structures are dynamic and reconfigurable. In this thesis, such magnetization landscapes are used to manipulate the propagation of spin waves in the sample.

As an example, one- and quasi-two-dimensional magnonic crystals with different lattice constants are realized on a single sample. A vector network analyzer measures the spectrum of the transmitted and the reflected signal. The resulting band gaps can be analyzed using the transfer-matrix method. Moreover, they can also be compared to the dispersion relation of spin waves. Obtained

and expected results coincide. Moreover, the newly developed structuring technique can also be used to convert spin-wave modes. In samples magnetized in parallel to the film plane, spin-wave propagation is strongly anisotropic. Therefore, backward volume magnetostatic spin-wave modes – propagating parallel to the magnetization direction – and magnetostatic surface spin-wave modes – propagating perpendicular to the magnetization direction – usually do not exist for a given frequency or for other external parameters. By the use of optically-induced magnetization gradients it is shown experimentally as well as in simulations, that a modification of the propagation direction by up to 90° and, thus, mode conversion is possible. In this thesis, the third application area of magnetization landscapes is spin-wave optics. The spatial modulation of the saturation magnetization changes the local refractive index of spin waves. As is the case with conventional optics, elements to influence spin-wave propagation can be designed: mirrors to steer spin-wave beams, axicons to create Bessel beams, and gradient index lenses to focus spin waves are shown in simulations. Furthermore, gradient index lenses can be used to realize spin-wave Fourier optics.

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
1 Theoretische Grundlagen	7
1.1 Ferrimagnetismus	8
1.2 Magnetische Wechselwirkungen	11
1.2.1 Effektives Magnetfeld	12
1.2.2 Dipol-Dipol-Wechselwirkung	12
1.2.3 Austauschwechselwirkung	15
1.3 Magnetisierungsdynamik	17
1.3.1 Die Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung	18
1.3.2 Der Polder-Suszeptibilitäts-Tensor und die Walker-Gleichung	19
1.4 Mathematische Beschreibung von Spinwellen	22
1.4.1 Spinwellen im unendlich ausgedehnten Festkörper	22
1.4.2 Spinwellen in dünnen Wellenleitern	23
1.4.2.1 Magnetostatische Vorwärts-Volumenmoden	26
1.4.2.2 Magnetostatische Rückwärts-Volumenmoden	27
1.4.2.3 Magnetostatische Oberflächenmoden	29
1.5 Spinwellen in Magnetisierungslandschaften	31
1.5.1 Der magnonische Brechungsindex und die Spinwellenimpedanz	32
1.5.2 Reflexion und Brechung von Spinwellen an Grenzflächen	35
1.6 Magnonische Kristalle und die Transfermatrixmethode	39
2 Experimentelle und numerische Grundlagen	43
2.1 Probenaufbau und -eigenschaften	43
2.2 Anregungs- und Detektionsantennen für Spinwellen	48
2.3 Versuchsaufbau zur Anregung und Detektion von Spinwellen	60
2.4 Räumlicher Lichtmodulator und computergenerierte Hologramme	64

INHALTSVERZEICHNIS

2.5	Versuchsaufbau zur Realisierung optisch induzierter Magnetisierungslandschaften .	71
2.6	Mikromagnetische Simulationen in MuMax ³	74
3	Wissenschaftliche Ergebnisse und deren Diskussion	77
3.0	Überblick: Magnonische Kristalle	77
3.1	Experimentelle Realisierung optisch induzierter magnonischer Kristalle	79
3.1.1	Eindimensionale magnonische Kristalle	82
3.1.1.1	Beobachtung von Bandlücken im Spektrum optisch induzierter magnonischer Kristalle	82
3.1.1.2	Analytische Beschreibung der auftretenden Bandlücken mittels des Transfermatrixformalismus	85
3.1.1.3	Untersuchung der Dynamik der Magnetisierungslandschaft	85
3.1.2	Quasi-zweidimensionale magnonische Kristalle	87
3.2	Konvertierung von Rückwärts-Volumen- und Oberflächenmoden	90
3.2.1	Experimentelle Realisierung der Modenkonzentrierung durch optisch induzierte Magnetisierungsgradienten	92
3.2.2	Berechnung der Konvertierungseffizienz	96
3.2.3	Beschreibung der Modenkonzentrierung mit mikromagnetischen Simulationen	99
3.3	Spinwellenoptik in Magnetisierungslandschaften	106
3.3.1	Experimentelle Realisierung von Spinwellenstrahlen	107
3.3.2	Simulation von Spinwellen-Bessel-Gauß-Strahlen	109
3.3.3	Simulation von magnonischen Gradientenindexlinsen	112
3.3.4	Spinwellen-Fourieroptik in Magnetisierungslandschaften	115
3.4	Diskussion: Magnonische Potentiale dipolarer Spinwellen	117
4	Zusammenfassung und Ausblick	119
	Publikationen	125
	Präsentationen der wissenschaftlichen Ergebnisse in der Forschungsgemeinschaft	126
	Literaturverzeichnis	129
	Danksagung	153

Einleitung

Seit der Entdeckung des Magnetits im 1. Jahrhundert nach Christus in China und der ersten Verwendung als Kompass [1] hat sich das Anwendungspotential des Magnetismus stets weiterentwickelt. Mit der Erkenntnis, dass elektrische Ströme mit Magnetfeldern verknüpft sind, legten Hans Christian Ørsted und Michael Faraday am Anfang des 19. Jahrhunderts den Grundstein heutiger Generatoren und Elektromotoren, die auf magnetischer Induktion beruhen [2, 3]. Sie sind in der heutigen Technik unabdingbar und gewinnen durch die Verwendung erneuerbarer Ressourcen zur Energieerzeugung, der Elektromobilität und der Robotik weiter an Bedeutung. James Clerk Maxwell formulierte Mitte des 19. Jahrhunderts die nach ihm benannten Gleichungen, die die Elektrizität und den Magnetismus zum Elektromagnetismus vereinten [4]. Elektromagnetische Messverfahren sind in der modernen Messtechnik und Sensorik weit verbreitet. Durch neue Ansätze im Rahmen der Quantenmechanik zu Beginn des 20. Jahrhunderts wurde die Existenz eines elementaren magnetischen Dipolmoments nachgewiesen, das auf den quantenmechanischen Spin eines Elektrons zurückgeführt werden kann (Bohrsches Magneton [5]). In der Mitte des 20. Jahrhunderts gelang der Firma IBM die Fertigung der ersten Festplatte [6], sodass Informationen ab diesem Zeitpunkt effizient auf magnetischen Datenträgern gespeichert werden konnten. Die rapide Miniaturisierung der Speichermedien bei gleichzeitiger Erhöhung der Informationsdichte und Reduktion der Schreib- beziehungsweise Zugriffszeiten wäre ohne quantenmechanisches Verständnis des Magnetismus undenkbar. Das gegenwärtige und zukünftige Forschungsgebiet des Magnetismus ist ein vielversprechendes experimentelles Feld und ermöglicht zudem neue technische Anwendungen. Das Zeitalter der „Spintronik“ [7, 8] begann vor circa 30 Jahren mit der Entdeckung magnetoresistiver Effekte: zum Beispiel des Riesenmagnetowiderstandes [9, 10] und des magnetischen Tunnelwiderstandes [11]. Sie beschreiben die Spinabhängigkeit des elektrischen Widerstandes eines Materials. In Anlehnung an den Begriff „Elektronik“ befasst sich das Gebiet der Spintronik mit der Informationsspeicherung und -verarbeitung durch die Spins von Elektronen – im Gegensatz zur Nutzung ihrer Elementarladung. Aufgrund spinabhängiger Transportkanäle in Metallen [12] ist zum Beispiel die Übertragung eines Drehmoments – und somit von Information – ohne ef-

fektiven Elektronenstrom möglich. Spinbasierte Datenverarbeitung ist ein Schlüsselement der künftigen digitalen Revolution. Die immense Herausforderung der Verwaltung und Analyse riesiger Datenmengen (Stichwort „Big Data“) der heutigen digitalen Gesellschaft des 21. Jahrhunderts benötigt immer bessere Methoden zum Umgang mit Informationen. Neuartige spintronische Konzepte zur Informationsaufbewahrung sind zum Beispiel Magnetblasen- [13], Racetrack- [14] oder magnetoresistive Direktzugriffsspeicher (englisch: *magnetoresistive random-access memory*; kurz MRAM) [15]. Diese ermöglichen die drastische Reduktion des Energieverbrauchs [16, 17] von beispielsweise großer Rechenzentren.

Seit Beginn der Spintronik wurden weitere spinabhängige Phänomene beziehungsweise Effekte experimentell nachgewiesen, die dem Forschungsfeld zusätzliches Potential verleihen. Nachfolgend sind einige Beispiele bezüglich der Wechselwirkung von Ladungs- und Spinströmen aufgelistet:

- Injektion und Detektion spinpolarisierter Elektronen sowohl in Metallen als auch Halb- und Supraleitern [18]. Dicke ferromagnetische Schichten in Relation zur Spindiffusionslänge wirken insbesondere als Spinpolarisatoren.
- Das Spinübertragsdrehmoment ermöglicht die Drehung der Polarisation beziehungsweise Magnetisierung dünner ferromagnetischer Schichten mittels spinpolarisierter Ströme [19].
- Der Effekt des Spin-Pumpens beschreibt den Drehmoment- beziehungsweise Spinübertrag an einer Metall/Ferromagnet-Grenzfläche [19–21].
- Der Spin-Hall-Effekt ermöglicht die Erzeugung eines Spinstroms durch einen Ladungsstrom [22–24]. Der Effekt basiert entweder auf spinabhängiger Mott-Streuung der Elektronen an Defekten (extrinsischer Spin-Hall-Effekt) oder auf der Spin-Bahn-Kopplung in Systemen ohne Defekte (intrinsischer Spin-Hall-Effekt).
- Der inverse Spin-Hall-Effekt wandelt Spinströme in Ladungsströme um [25].

Darüber hinaus existieren im Forschungsgebiet der Spinkaloritronik Wechselwirkungen zwischen Wärme- und Spinströmen [26]:

- Der Spin-Nernst-Effekt besagt, dass in senkrechter Richtung zu einem aus einem Temperaturgradienten resultierenden Wärmestrom ein Spinstrom existiert [27].
- Der Spin-Seebeck-Effekt erklärt die Existenz eines Spinstroms, der parallel zu einem Temperaturgradienten verläuft [28–30].

-
- Der Spin-Peltier-Effekt beschreibt die Umkehrung des Spin-Seebeck-Effekts: die Erzeugung eines Wärmestroms durch einen Spinstrom [31].

Die dynamische Wechselwirkung zwischen dem Elektronen-, Phononen- und Spinsystem auf einer ps-Zeitskala lässt sich im Drei-Temperatur-Modell mit Ratengleichungen beschreiben [32, 33].

Spinströme können neben der Informationsspeicherung auch zur -übertragung mittels elementarer Anregungen des Spinsystems genutzt werden. Solche Anregungen heißen Spinwellen [34] beziehungsweise das zugehörige Quasiteilchen: Magnon [35, 36]. Das Teilgebiet der Spintronik, das sich mit Magnonen und Magnonenströmen beschäftigt, wird entsprechend „Magnonik“ genannt [37–39]. Im Gebiet der Magnonik lassen sich neue physikalische Phänomene wie zum Beispiel der Magnon-Hall-Effekt [40], der Magnon-Quanten-Hall-Effekt [41] sowie Magnon-Bose-Einstein-Kondensate [42, 43] bei Raumtemperatur untersuchen. Spinwellen sind dynamische Eigenmoden eines ferromagnetischen Mediums. Eine Störung der lokalen magnetischen Ordnung breitet sich in Form einer Welle im Material aus. Die Information kann im Gegensatz zum Transport elektrischer Ladungen im Bereich der Elektronik entweder in der Amplitude oder der Phase der Spinwelle kodiert werden. Im Vergleich zur Spindiffusionslänge von Elektronen im Leitungsband ist die Propagationslänge von Spinwellen um mehrere Größenordnungen höher [44]. Insbesondere ist der Transport von Informationen in einem ferromagnetischen elektrischen Isolator ohne Elektronenströme möglich [45]. Für Spinwellen wurden sowohl AND-, OR- und NOT-Schaltungen als auch NOR-, NAND-, XOR- und XNOR-Logikgatter vorgestellt [46]. Zudem lassen sich Majoritäts-Gatter, die aus einer Kombination aus AND-, OR-, NAND- und NOR-Schaltungen bestehen, bezüglich Spinwellen in nur einem Logikbauteil vereinen [47, 48]. Mit magnonischen Kristallen [49] – dem magnetischen Analogon photonischer Kristalle [50, 51] – können neben Kurzzeit-Datenspeicher [52, 53] auch Magnonen-Transistoren [54] realisiert werden. Die Informationsverarbeitung mit Spinwellen bietet auch Anwendungspotentiale bezüglich künstlicher neuronaler Netzwerke [55–57] und Quantencomputer [58, 59]. Die Wechselwirkungen zwischen Elektronen-, Wärme-, Spin- und Magnonenströmen adressiert das Forschungsgebiet der „Magnon-Spintronik“ [46]. Es gilt nach der „International Technology Roadmap for Semiconductors“ [60] als möglicher Nachfolger CMOS-basierter Informationsverarbeitung.

Die vorliegende Arbeit ist dem Feld der Magnonik zuzuordnen. Die Propagation von Spinwellen wird in Yttrium-Eisen-Granat studiert. Dieses Material ist für die gegenwärtig niedrigste Spinwellendämpfung bekannt. Seit den 1960er Jahren findet es Anwendung in Mikrowellenbauteilen [61, 62]. In Referenz [62] wird die Bedeutung des Materials für die Magnonik wie folgt beschrieben: *„Yttrium-iron garnet is a marvel of nature. Its role in the physics of magnets is ana-*

logous to that of germanium in semiconductor physics, water in hydrodynamics, and quartz in crystal acoustics.“ Yttrium-Eisen-Granat ist somit ein hervorragendes System zur Untersuchung magnonischer Effekte, das auch in vielen Experimenten der in dieser Arbeit zitierten Literatur verwendet wird. Mit optischen Methoden ist die Modifikation magnetischer Eigenschaften des Materials möglich [33]. In dieser Arbeit wird ein neues optisch induziertes Strukturierungsverfahren für magnetische Systeme vorgestellt. Die resultierenden rekonfigurierbaren Magnetisierungslandschaften können sowohl für das Design und der Erprobung neuer magnonischer Bauteile als auch für die Grundlagenforschung im Rahmen der Magnonik verwendet werden.

Diese Arbeit ist wie folgt gegliedert:

In Kapitel 1 werden zunächst die theoretischen Grundlagen bezüglich der Wechselwirkungen magnetischer Dipolmomente untereinander erläutert. Deren Dynamik wird durch die Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung beschrieben. Je nach relativer Orientierung des äußeren magnetischen Feldes zur Oberfläche der Probe existieren verschiedene Spinwellenmoden, die durch unterschiedliche Dispersionsrelationen charakterisiert werden können. Anschließend wird die Propagation von Spinwellen durch Magnetisierungslandschaften im Wellenvektorraum theoretisch betrachtet und das Konzept des magnonischen Brechungsindex vorgestellt. Abschließend werden magnonische Kristalle diskutiert und deren Transmissionscharakteristik mittels Transfermatrizen beschrieben.

Den experimentellen und numerischen Methoden zur Untersuchung von Spinwellen widmet sich Kapitel 2. Das in dieser Arbeit verwendete Yttrium-Eisen-Granat, in dem die Spinwellen propagieren, wird vorgestellt und dessen magnetische, optische und thermische Eigenschaften diskutiert. Die Anregung und Detektion der Magnonen erfolgt mit Mikrowellenströmen in Mikrostreifenleitern. Ein qualitatives Modell der Oersted-Felder des Leiterbahnsystems wird analytisch hergeleitet und die Anregungseffizienz für unterschiedliche Spinwellenmoden wird betrachtet. Anschließend erfolgt die Beschreibung des Versuchsaufbaus. Dieser gliedert sich in einen Mikrowellen- und einen Optikeil. Es werden sowohl die Grundlagen eines Netzwerkanalysators und die damit erfolgte Bestimmung der Streuparameter der Probe als auch das Funktionsprinzip eines räumlichen Lichtmodulators zur Rekonstruktion computergenerierter Hologramme vorgestellt. Zudem erfolgt eine Einführung in mikromagnetische Simulationen und der verwendeten Software MuMax³ [63, 64].

In Kapitel 3 werden die zentralen Ergebnisse dieser Arbeit gezeigt und diskutiert. Hierzu zählt ein neu entwickeltes Strukturierungsverfahren, das durch computergenerierte Hologramme optisch induzierte thermische Profile beziehungsweise Magnetisierungslandschaften erzeugt. Die Tauglich-

keit der neuen Methode wird in Abschnitt 3.1 an ein- und quasi-zweidimensionalen magnonischen Kristallen vorgeführt. In Kapitel 3.2 wird gezeigt, dass mittels optisch induzierter Magnetisierungsgradienten unterschiedliche, anisotrop propagierende Spinwellenmoden ineinander konvertiert werden können. Das Kapitel endet mit einem Einblick in die Spinwellenoptik. Durch Magnetisierungsprofile lassen sich optische Bauelemente für Spinwellen erzeugen.

Abschließend erfolgt in Kapitel 4 die Zusammenfassung der vorliegenden Arbeit. Zudem wird das Anwendungspotential optisch induzierter Magnetisierungslandschaften bezüglich weiterführender Untersuchungen im Rahmen der Magnonik und Spintronik diskutiert.

KAPITEL 1

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel folgt nach einer kurzer Einführung in den Magnetismus die Diskussion der Wechselwirkungen zwischen magnetischen Dipolmomenten und deren Dynamik. Die Kopplung der magnetischen Momente untereinander führt zur kollektiven Anregung des Spinsystems – den Spinwellen. Sie propagieren unterschiedlich je nach der Orientierung des externen Magnetfeldes und der lokalen Magnetisierung. Die magnetische Flussdichte $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ am Ort \mathbf{r} und zum Zeitpunkt t innerhalb eines Magneten ist gegeben durch die magnetische Feldkonstante μ_0 , die magnetische Feldstärke $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ und die Magnetisierung $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ (Materialgleichung der Elektrodynamik) [65]:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mu_0 \cdot [\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{M}(\mathbf{r}, t)] , \quad (1.1)$$

wobei $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = \hat{\chi}_m(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$, sodass

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mu_0 \cdot \underbrace{[\hat{1} + \hat{\chi}_m(\mathbf{r}, t)]}_{=\hat{\mu}(\mathbf{r}, t)} \cdot \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) . \quad (1.2)$$

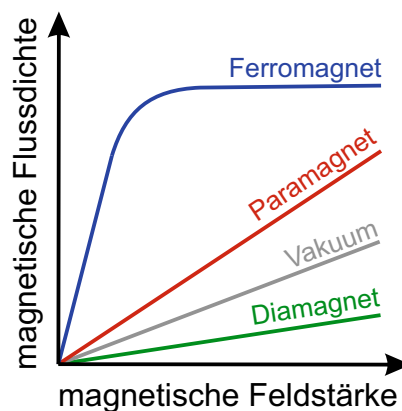


Abbildung 1.1: Abhängigkeit der magnetischen Flussdichte \mathbf{B} von der magnetischen Feldstärke \mathbf{H} für verschiedene isotrope Typen von Magneten (schematische Darstellung).

1.1 Ferrimagnetismus

Hier ist $\hat{\mathbf{1}}$ der Einheitstensor, $\hat{\chi}_m(\mathbf{r}, t)$ der magnetische Suszeptibilitätstensor und $\hat{\mu}(\mathbf{r}, t)$ der Permeabilitätstensor. Der Zusammenhang von $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ und $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ ist analog zu dem der dielektrischen Flussdichte $\mathbf{D}(\mathbf{r}, t)$ und dem elektrischen Feld $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ [65]:

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \cdot \underbrace{[\hat{\mathbf{1}} + \hat{\chi}_e(\mathbf{r}, t)]}_{=\hat{\epsilon}(\mathbf{r}, t)} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad (1.3)$$

ϵ_0 bezeichnet die elektrische Feldkonstante, $\hat{\chi}_e(\mathbf{r}, t)$ den elektrischen Suszeptibilitätstensor und $\hat{\epsilon}(\mathbf{r}, t)$ den Permittivitätstensor. Gleichung (1.2) ist in Abbildung 1.1 für unterschiedliche isotrope Magnetisierungstypen schematisch dargestellt. Das Vakuum ist nicht magnetisiert, sodass $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = 0$ und $\hat{\mu}(\mathbf{r}, t) = \hat{\mathbf{1}}$. Wird ein Diamagnet in einem externen Magnetfeld platziert, so induziert dieses magnetische Dipolmomente, die dem äußeren Feld entgegenwirken. Paramagnete besitzen permanente Dipolmomente, die sich durch thermische Fluktuationen gegenseitig aufheben, sodass die Magnetisierung des Materials verschwindet. Im externen Magnetfeld richten sich die Dipolmomente teilweise entlang der Feldlinien aus. Ohne äußeres Feld sind dia- und paramagnetische Materialien nichtmagnetisch. Im Gegensatz dazu zeichnen sich Ferromagnete dadurch aus, dass die Magnetisierung ohne äußere Magnetfelder ungleich null sein kann. Durch Abschalten des externen Magnetfeldes resultiert eine magnetische Ordnung der permanenten Dipolmomente und es bleibt eine Restmagnetisierung erhalten (Remanenz). Nähere Details zu den verschiedenen Magnettypen sind in [65] und [66] nachzulesen. Die in dieser Arbeit verwendeten Materialien sind abgeschwächte Ferromagnete respektive Ferrimagnete. Auf sie soll im folgenden Abschnitt genauer eingegangen werden.

1.1. Ferrimagnetismus

Die magnetischen Dipolmomente $\boldsymbol{\mu}_m$ beziehungsweise Elementarmagnete eines Ferromagneten richten sich in lokal zusammenhängenden Gebieten parallel zueinander aus (Weiss-Bezirke beziehungsweise Domänen). Die magnetischen Momente der Atome eines Ferrimagneten bilden makroskopisch ebenfalls Weiss-Bezirke aus, die allerdings schwächer magnetisiert sind. Dies ist durch die Existenz zweier Untergitter zu erklären, deren Magnetisierungen aus Gründen der Minimierung der freien Energie antiparallel zueinander ausgerichtet sind. Makroskopisch entspricht ein Ferrimagnet also einem abgeschwächten Ferromagneten. Im Gegensatz zum Antiferromagnetismus sind die magnetischen Momente der Untergitter nicht gleich groß, sodass sich die Magnetisierungen innerhalb eines Ferrimagneten nicht neutralisieren. In einem externen magnetischen Feld \mathbf{H} richten sich je nach Feldstärke immer mehr Domänen parallel zu \mathbf{H} aus. Die antiparallele Orientierung

der Untergitter bleibt dabei erhalten. Ab einem bestimmten materialabhängigen Wert sind alle Domänen gleich ausgerichtet und es kommt zur Sättigung der Magnetisierung (Sättigungsmagnetisierung M_S). Analog zum Ferromagnetismus, hängt beim Ferrimagnetismus die Magnetisierung von der Vorgeschichte des Materials ab. Je nach Sättigungszustand stellt sich bei Ummagnetisierung ein anderer Übergang ein. Dieses Verhalten heißt Hysterese.

Allgemein besteht eine Abhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung M_S von der Temperatur T . Die magnetische Ordnung verschwindet ab der Curie-Temperatur T_{Curie} für den Ferro- beziehungsweise Ferrimagnetismus. Oberhalb von T_{Curie} verhält sich das Material paramagnetisch. Für den Betrag von $\mathbf{M}_{a,b}(T)$ des jeweiligen Untergitters a beziehungsweise b des Ferrimagneten gilt im Rahmen der Néel-Theorie [67]:

$$M_a(T) = M_{a,\max} \cdot B_{J_a} \left(-\frac{\mu_0 |\mu_{a,\max}|}{k_B T} \left[\eta_{aa} M_a(T) + \eta_{ab} M_b(T) \right] \right), \quad (1.4)$$

$$M_b(T) = M_{b,\max} \cdot B_{J_b} \left(-\frac{\mu_0 |\mu_{b,\max}|}{k_B T} \left[\eta_{ba} M_a(T) + \eta_{bb} M_b(T) \right] \right). \quad (1.5)$$

B_J beschreibt die Brillouin-Funktion

$$B_J(x) = \frac{2J+1}{2J} \coth \left(\frac{2J+1}{2J} x \right) - \frac{1}{2J} \coth \left(\frac{1}{2J} x \right). \quad (1.6)$$

Hier ist J die Gesamtdrehimpulsquantenzahl. Die verschiedenen η sind die Molekularfeld-Konstanten der Untergitter [68] und k_B ist die Boltzmann-Konstante. Die mit dem Index „max“ gekennzeichneten Parameter sind experimentell bestimmte Daten bei $T \approx 0\text{K}$. Zur Berechnung der

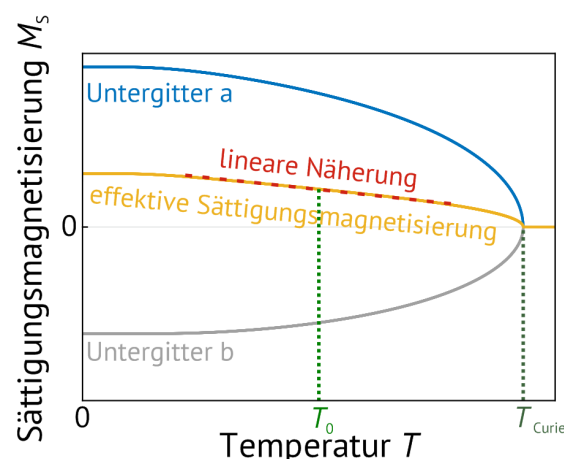


Abbildung 1.2: Sättigungsmagnetisierungen der beiden Untergitter a und b eines Ferrimagneten und deren Summe (effektive Sättigungsmagnetisierung M_S). Ab der Curie-Temperatur T_{Curie} bricht die ferrimagnetische Ordnung zusammen.

1.1 Ferrimagnetismus

Magnetisierungen M_a und M_b muss das nicht linear gekoppelte Gleichungssystem (1.4) und (1.5) unter Berücksichtigung von (1.6) numerisch gelöst werden. Ein mögliches Ergebnis ist in Abbildung 1.2 schematisch dargestellt. Zur Beschreibung der Temperaturabhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung kann eine lineare Regression in der Umgebung der Raumtemperatur T_0 verwendet werden [P1]:

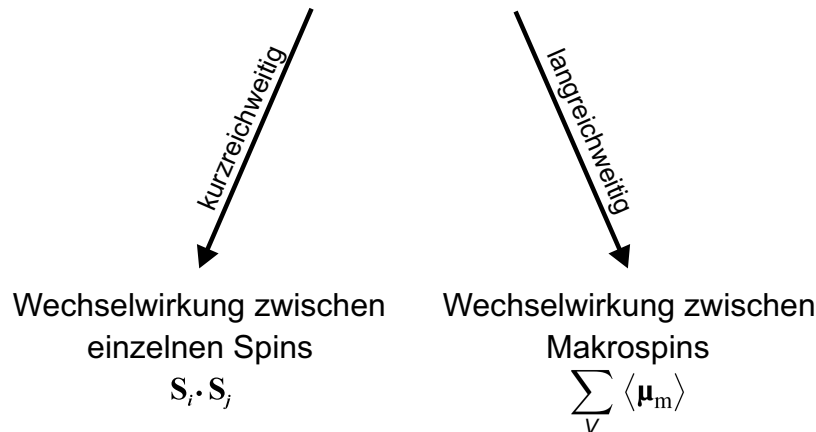
$$M_S(T) = M_{S,0} - \eta (T - T_0) . \quad (1.7)$$

Hierbei ist $M_{S,0}$ die Sättigungsmagnetisierung bei T_0 und η die zugehörige lineare Fitkonstante. Liegt eine räumliche oder zeitlich variierende Temperaturverteilung $T(\mathbf{r}, t)$ vor, so ist die Sättigungsmagnetisierung ebenfalls eine Funktion von \mathbf{r} und t . Falls die Kopplung der beiden Untergitter sehr stark ist, kann ein Ferrimagnet in guter Näherung als Ferromagnet betrachtet werden.

1.2. Magnetische Wechselwirkungen

In einem Ferrimagneten kann es je nach räumlicher Reichweite der Interaktion zu unterschiedlichen Wechselwirkungen zwischen den magnetischen Dipolmomenten beziehungsweise Elektronenspins kommen. Der Elektronenspin \mathbf{S} und das magnetische Moment $\boldsymbol{\mu}_m$ sind gemäß [69]

$$\mathbf{S} = -\frac{\hbar}{g\mu_B} \boldsymbol{\mu}_m \quad (1.8)$$



gekoppelt. g ist der Landé-Faktor, μ_B das Bohrsche Magneton und \hbar heißt reduziertes Plancksches Wirkungsquantum. Die magnetischen Wechselwirkungen können prinzipiell in zwei Gruppen eingeteilt werden: kurzreichweitige Spin-Spin- und langreichweitige Dipol-Dipol-Wechselwirkungen. Ein Maß für die Eingliederung ist die Austauschlänge l_{aus} :

$$l_{\text{aus}} = \sqrt{\frac{2A_{\text{aus}}}{\mu_0 M_S^2}}. \quad (1.9)$$

A_{aus} ist die Austauschkonstante. Nähere Informationen zur Austauschwechselwirkung folgen in Kapitel 1.2.3. Langreichweitige Wechselwirkungen werden mittels eines Makrospin-Systems mit der Magnetisierung \mathbf{M} – eines Ensembles von Spins beziehungsweise einer Domäne – beschrieben:

$$\mathbf{M} = \frac{1}{V} \sum_{\mathbf{r}_i \in V} \langle \boldsymbol{\mu}_m(\mathbf{r}_i, t) \rangle. \quad (1.10)$$

In dem mikroskopischen Volumen $V \cong l_{\text{aus}}^3$ ist die Auslenkung zu einem gegebenen Zeitpunkt zwischen benachbarten Spins zu vernachlässigen. Der quantenmechanische Erwartungswert $\langle \boldsymbol{\mu}_m \rangle$ ist zeitlich in V konstant, sodass nur benachbarte Makrospins miteinander wechselwirken. Alle magnetische Wechselwirkungen werden in einem effektiven Magnetfeld zusammengefasst, das nun diskutiert wird.

1.2.1 Effektives Magnetfeld

In magnetischen Materialien können vielfältige Interaktionen zwischen den Spins beziehungsweise magnetischen Momenten auftreten, zum Beispiel: die Austausch- oder Dipol-Dipol-Wechselwirkung [67], Einfluss der Form- und Kristallanisotropie [70], Magnetostriktion [71], Doppel- [72] oder Superaustausch [73, 74], antisymmetrischer Austausch beziehungsweise der Dzyaloshinskii-Moriya Interaktion (kurz DMI) [75, 76], der Ruderman-Kittel-Kasuya-Yoshida-Wechselwirkung (kurz RKKY) [77], das Spinübertragungsdrehmoment [78], et cetera. Alle Wechselwirkungen werden in einem effektiven Magnetfeld $\mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t)$ zusammengefasst:

$$\mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}_{\text{ext}}(\mathbf{r}) + \mathbf{h}_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{H}_{\text{ent}}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{H}_{\text{aus}}(\mathbf{r}, t) + \dots \quad (1.11)$$

Hierbei werden folgende Bezeichnungen verwendet:

$\mathbf{H}_{\text{ext}}(\mathbf{r})$: externes statisches Magnetfeld

$\mathbf{h}_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t)$: externes dynamisches Magnetfeld [$\mathbf{H}_{\text{ext}}(\mathbf{r}) \gg \mathbf{h}_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t)$]

$\mathbf{H}_{\text{aus}}(\mathbf{r}, t)$: Austauschfeld

$\mathbf{H}_{\text{ent}}(\mathbf{r}, t)$: Entmagnetisierungsfeld

... sonstige Wechselwirkungen

Mit der Energiedichte $\varepsilon_{\text{WW}}(\mathbf{M})$ der entsprechenden Wechselwirkung (WW) lässt sich der Beitrag zum effektiven Magnetfeld angeben [79]:

$$\mathbf{H}_{\text{WW}}(\mathbf{M}) = -\frac{1}{\mu_0} \nabla_{\mathbf{M}} [\varepsilon_{\text{WW}}(\mathbf{M})] . \quad (1.12)$$

Eine kurze Erläuterung der zwei wichtigsten Interaktionen zur Beschreibung der Spindynamik für Ferrimagnete – der Dipol-Dipol- und der Austauschwechselwirkung – findet nachfolgend statt.

1.2.2 Dipol-Dipol-Wechselwirkung

Der Ursprung des Entmagnetisierungsfelds $\mathbf{H}_{\text{ent}}(\mathbf{r}, t)$ liegt in der Wechselwirkung zwischen magnetischen Dipolmomenten. Die magnetische Flussdichte eines einzelnen Dipolmoments $\boldsymbol{\mu}_m$ am Ort \mathbf{r} mit Abstand $r = |\mathbf{r}|$ zu diesem ist gegeben durch

$$\mathbf{B}_{\text{Dipol}}(\boldsymbol{\mu}_m, \mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{3\mathbf{r}(\mathbf{r} \cdot \boldsymbol{\mu}_m) - \boldsymbol{\mu}_m r^2}{r^5} . \quad (1.13)$$

Bei Positionierung eines zweiten Dipolmoments $\boldsymbol{\mu}_2$ im Feld eines solchen Dipols muss je nach räumlicher Orientierung und relativem Abstand die Energie

$$E(\boldsymbol{\mu}_1, \boldsymbol{\mu}_2, \mathbf{r}) = -\boldsymbol{\mu}_2 \cdot \mathbf{B}_{\text{Dipol}}(\boldsymbol{\mu}_1, \mathbf{r}) \quad (1.14)$$

aufgebracht werden. Im Vergleich zum Austauschfeld (in Kapitel 1.2.3) ist das Entmagnetisierungsfeld sehr schwach. Allerdings übersteigt die Reichweite der Dipol-Dipol- die der Austauschwechselwirkung, sodass $\mathbf{H}_{\text{ent}}(\mathbf{r}, t)$ für Distanzen größer l_{aus} relevant ist. In einem unendlich ausgedehnten, homogen magnetisierten Ferrimagneten kompensieren sich alle Momente und das Entmagnetisierungsfeld verschwindet. An den Oberflächen eines realen Festkörpers mit limitierten räumlichen Abmessungen oder an Inhomogenitäten innerhalb des Magneten resultieren Momente, die zu lokalen Dipolfeldern führen. Innerhalb des Materials werden diese als Entmagnetisierungs- und außerhalb als Streufelder bezeichnet. Sie lassen sich mit Hilfe der Maxwell-Gleichungen beschreiben [80]:

$$\nabla \times \mathbf{H}_{\text{ent}}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{j}(\mathbf{r}, t) + \frac{\partial \mathbf{D}(\mathbf{r}, t)}{\partial t}, \quad (1.15)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}_{\text{ent}}(\mathbf{r}, t) = 0. \quad (1.16)$$

Die Entmagnetisierungsflussdichte ist $\mathbf{B}_{\text{ent}}(\mathbf{r}) = \mu_0 \cdot [\mathbf{H}_{\text{ent}}(\mathbf{r}) + \mathbf{M}(\mathbf{r})]$. Unter der Annahme, dass keine elektrischen Ströme $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ fließen, die Zeitabhängigkeiten zu vernachlässigen sind und die Wellenlänge der Spinwellen viel größer als die von Licht im Vakuum ist (quasi-magnetostatische Näherung [67]), folgt:

$$\nabla \times \mathbf{H}_{\text{ent}}(\mathbf{r}) = 0, \quad (1.17)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}_{\text{ent}}(\mathbf{r}) = 0. \quad (1.18)$$

Nach Gleichung (1.17) existiert ein skalares magnetostatisches Potential $\phi_{\text{ent}}(\mathbf{r})$, dass der Beziehung $\mathbf{H}_{\text{ent}}(\mathbf{r}) = -\nabla \phi_{\text{ent}}(\mathbf{r})$ genügt. Durch Anwendung dieser Beziehung auf Gleichung (1.18) ergibt sich die magnetostatische Poisson-Gleichung:

$$\Delta \phi_{\text{ent}}(\mathbf{r}) = -\rho_{\text{m}}(\mathbf{r}). \quad (1.19)$$

$\rho_{\text{m}}(\mathbf{r})$ entspricht der magnetischen Ladungsdichte. Sie lässt sich in zwei Anteile zerlegen:

$$\underbrace{\rho_{\text{m},V}(\mathbf{r}) = \left[-\nabla \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}) \right]_{\mathbf{r} \in V}}_{\text{Volumenanteil}} \quad \& \quad \underbrace{\rho_{\text{m},OF}(\mathbf{r}) = \left[\mathbf{e}_n(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}) \right]_{\mathbf{r} \in \partial V}}_{\text{Oberflächenanteil}}, \quad (1.20)$$

1.2 Magnetische Wechselwirkungen

wobei $\rho_m(\mathbf{r}) = \rho_{m,V}(\mathbf{r}) + \rho_{m,OF}(\mathbf{r})$ mit dem Normalenvektor $\mathbf{e}_n(\mathbf{r})$ der Oberfläche. Die Lösung der Poisson-Gleichung (1.19) ist [80]:

$$\phi_{\text{ent}}(\mathbf{r}) = \int_V \hat{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \rho_{m,V}(\mathbf{r}') dV' - \oint\!\!\!\oint_{\partial V} \hat{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \rho_{m,OF}(\mathbf{r}') dA' \quad (1.21)$$

mit der Greenschen Funktion

$$\hat{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = -\frac{1}{4\pi} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} . \quad (1.22)$$

Volumenladungen entstehen an Inhomogenitäten innerhalb des Volumens V . Es resultieren Oberflächenladungen, falls die Magnetisierung nicht parallel zur Oberfläche ∂V ausgerichtet ist. Die Intention der Magnetisierung sich bezüglich der Minimierung der Streufelder homogen zu verteilen und parallel zur Oberfläche auszurichten ($\rho_{m,OF}(\mathbf{r}) = 0$) heißt Formanisotropie.

Für dünne ferrimagnetische Filme lässt sich das Entmagnetisierungsfeld linearisieren und mit Hilfe des Entmagnetisierungstensors \hat{N} beschreiben [81]:

$$\mathbf{H}_{\text{ent}}(\mathbf{r}) = -\hat{N} \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}) . \quad (1.23)$$

Bezüglich der in dieser Arbeit verwendeten ferrimagnetischen Filme ist \hat{N} diagonalisierbar. Die Spur von \hat{N} ist eins. Liegt der Film zum Beispiel in der x - y -Ebene, so sind die Diagonalelemente $N_{xx} = N_{yy} = 0$ und $N_{zz} = 1$. Die Energiedichte in Gleichung (1.12) bezüglich des Entmagnetisierungsfeldes ist:

$$\epsilon_{\text{ent}}(\mathbf{r}) = -\frac{\mu_0}{2} \mathbf{H}_{\text{ent}}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}) \quad (1.24)$$

$$\stackrel{(1.23)}{=} -\frac{\mu_0}{2} \mathbf{M}(\mathbf{r}) \cdot \hat{N} \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}) . \quad (1.25)$$

Mit Gleichung (1.12) berechnet sich das Entmagnetisierungsfeld für oben beschriebene Filme:

$$\mathbf{H}_{\text{ent}}(\mathbf{r}) = -\frac{1}{2} \nabla_{\mathbf{M}} [\mathbf{M}(\mathbf{r}) \cdot \hat{N} \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r})] \quad (1.26)$$

$$= -\frac{1}{2} \nabla_{\mathbf{M}} \left[\begin{pmatrix} M_x(\mathbf{r}) \\ M_y(\mathbf{r}) \\ M_z(\mathbf{r}) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} M_x(\mathbf{r}) \\ M_y(\mathbf{r}) \\ M_z(\mathbf{r}) \end{pmatrix} \right] \quad (1.27)$$

$$= -M_z(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{e}_z . \quad (1.28)$$

\mathbf{e}_z ist der Einheitsvektor in z -Richtung ($\mathbf{e}_z = \mathbf{e}_n$). Für in dieser Richtung magnetisierte Filme mit $\mathbf{M} = M_z(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{e}_z$ ist die Namensgebung von $\mathbf{H}_{\text{ent}}(\mathbf{r})$ nun offensichtlich: Das Entmagnetisierungsfeld wirkt der Magnetisierung entgegen, sodass das Material entmagnetisiert ist ($\rho_{m,v} = 0$). Im Gegensatz ist $\mathbf{H}_{\text{ent}} = 0$ für in x - oder y -Richtung magnetisierte und unendlich ausgedehnte Filme. Ohne äußeres Magnetfeld richtet sich die Magnetisierung zur Minimierung der Energie parallel zur Filmebene aus (Formanisotropie).

1.2.3 Austauschwechselwirkung

Die Austauschwechselwirkung basiert auf der Ununterscheid- beziehungsweise Austauschbarkeit von Elektronen innerhalb eines Mehrelektronensystems. Für Fermionen erlaubt das Pauli-Prinzip nur Mehrteilchen-Wellenfunktionen, die bei Vertauschung identischer Teilchen antisymmetrisch sind. Die Gesamtwellenfunktion $\Psi(\mathbf{r}) = \zeta(\mathbf{r}) \cdot \xi(\mathbf{r})$ koppelt die Ortswellenfunktion ζ und die Spinwellenfunktion ξ . Beim Helium Atom (Zwei-Elektronen-System) entstehen Singulett und Triplet Zustände. Der Singulett Zustand zeichnet sich durch antisymmetrisches ξ und symmetrisches ζ aus, sodass Elektronen mit unterschiedlichem Spin sich mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit am gleichen Ort \mathbf{r} aufhalten können und das repulsive Coulombpotential beachtet werden muss. Im Gegensatz hierzu beschreibt der Triplet Zustand (symmetrisches ξ ; antisymmetrisches ζ) Elektronen mit gleicher Spinpolarisation, die sich nicht am gleichen Ort befinden können. Daher liegt der Triplet energetisch niedriger als der Singulett Zustand. Im Gegensatz zum Helium Atom besteht ein magnetischer Festkörper aus sehr vielen Elektronen, sodass die Beschreibung der Austauschwechselwirkung sehr komplex wird. An dieser Stelle soll auf das Heisenberg Modell [82] eingegangen werden, das die Austauschenergie

$$E_j^{\text{aus}} = -2 \sum_{i \neq j} J_{ij}^{\text{aus}} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j \quad (1.29)$$

für den i -ten Spin angibt. J_{ij}^{aus} ist das Austauschintegral:

$$J_{ij}^{\text{aus}} = \iint \Psi_j^*(\mathbf{r}_i) \Psi_i^*(\mathbf{r}_j) \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|} \Psi_i(\mathbf{r}_i) \Psi_j(\mathbf{r}_j) d^3r_i d^3r_j. \quad (1.30)$$

Die Austauschenergie – also die Kopplung zwischen der Spinorientierung und der Coulombwechselwirkung – ist die Ursache für den Ferro- beziehungsweise Ferrimagnetismus bei Raumtemperatur. Da die Austauschwechselwirkung aufgrund räumlichen Überlapps der Elektronenwellenfunktionen entsteht und diese mit steigender Entfernung rasch abklingen, ist die Wechselwirkung sehr stark im Vergleich zur Dipol-Dipol-Wechselwirkung – aber kurzreichweitig. Daher muss in guter

1.2 Magnetische Wechselwirkungen

Näherung nur über die nächsten Nachbarn (n.N.) summiert werden:

$$E_j^{\text{aus}} = -2\mu_0 \sum_i^{\text{n.N.}} J_{ij}^{\text{aus}} \mathbf{S}_i \cdot \mathbf{S}_j = -2\mu_0 \mathbf{S}_j \cdot \sum_i^{\text{n.N.}} J_{ij}^{\text{aus}} \mathbf{S}_i \quad (1.31)$$

$$\stackrel{(1.8)}{=} \frac{2\hbar}{g\mu_B} \boldsymbol{\mu}_{m,j} \cdot \sum_i^{\text{n.N.}} J_{ij}^{\text{aus}} \mathbf{S}_i = -\boldsymbol{\mu}_{m,j} \cdot \mu_0 \mathbf{H}_{\text{aus}} . \quad (1.32)$$

Hierbei ist \mathbf{H}_{aus} das Austauschfeld:

$$\mathbf{H}_{\text{aus}} = -\frac{2\hbar}{g\mu_B} \sum_i^{\text{n.N.}} J_{ij}^{\text{aus}} \mathbf{S}_i . \quad (1.33)$$

Nach Gleichung (1.31) lässt sich die Austauschwechselwirkung innerhalb der Molekularfeldnäherung als Zeemann-Effekt im Austauschfeld interpretieren. Unter der Annahme identischer Atome kann diese Gleichung mit einer halbklassischen Näherung weiter vereinfacht werden:

$$E_j^{\text{aus}} = -2\mu_0 J^{\text{aus}} N S^2 \sum_i^{\text{n.N.}} \cos(\phi_{ij}) . \quad (1.34)$$

Es wurde angenommen, dass das Austauschintegral J^{aus} und der Betrag der Spinvektoren S für alle nächsten Nachbarn übereinstimmt. ϕ_{ij} ist der Winkel zwischen Spin i und j . N gibt die Anzahl der nächsten Nachbarn im Volumen V an. Für kleine ϕ_{ij} lässt sich der Kosinus in eine Taylorreihe entwickeln. Beim Übergang zur Magnetisierung \mathbf{M} ist die Energiedichte für ein kubisches Gitter:

$$\varepsilon_{\text{aus}}(\mathbf{M}(\mathbf{r})) = \frac{\mu_0}{2} \lambda_{\text{aus}} [\nabla \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r})]^2 = \frac{\mu_0}{2} \lambda_{\text{aus}} \mathbf{M}(\mathbf{r}) \cdot \Delta \mathbf{M}(\mathbf{r}) . \quad (1.35)$$

Der Laplace-Operator Δ wirkt auf jede Komponente des Vektors \mathbf{M} . Die Konstante $\lambda_{\text{aus}} = \frac{2A_{\text{aus}}}{\mu_0 M_S^2}$ heißt Austausch-Steifigkeit. Ein Maß für die Reichweite der Wechselwirkung ist die Austauschlänge $l_{\text{aus}} = \sqrt{\lambda_{\text{aus}}}$. Die Austauschkonstante $A_{\text{aus}} = \frac{a^2 S^2 N}{2V} J^{\text{aus}}$ ist mit dem Austauschintegral verknüpft. a ist die Gitterkonstante des Festkörpers mit kubischer Kristallstruktur. Mit Gleichung (1.12) kann nun das Austauschfeld berechnet werden:

$$\mathbf{H}_{\text{aus}}(\mathbf{r}) = \lambda_{\text{aus}} \Delta \mathbf{M}(\mathbf{r}) . \quad (1.36)$$

Das Austauschfeld ist kein reales Feld im Rahmen der Maxwell Gleichungen. Es modelliert lediglich mathematisch den Beitrag der Austauschwechselwirkung zum effektiven Magnetfeld \mathbf{H}_{eff} .

1.3. Magnetisierungsdynamik

In diesem Kapitel soll sowohl die Magnetisierungsdynamik eines einzelnen Spins als auch eines Makrospins im effektiven Magnetfeld hergeleitet werden. Aus der Schrödingergleichung beziehungsweise dem Ehrenfest Theorem folgt für die zeitliche Dynamik des Erwartungswertes eines einzelnen Spins $\langle \mathbf{S} \rangle(\mathbf{r}, t)$ [83]:

$$\frac{d}{dt} \langle \mathbf{S} \rangle(\mathbf{r}, t) = \frac{i}{\hbar} \langle [\mathcal{H}(\mathbf{r}, t), \mathbf{S}] \rangle. \quad (1.37)$$

Hier ist i die imaginäre Einheit und $\mathcal{H}(\mathbf{r}, t)$ der Hamilton Operator in einem dynamischen effektiven Magnetfeld $\mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t)$:

$$\mathcal{H}(\mathbf{r}, t) \stackrel{(1.14)}{=} -\boldsymbol{\mu}_m \cdot \underbrace{\mu_0 \mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t)}_{=\mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t)} \stackrel{(1.8)}{=} \underbrace{\frac{g \mu_B}{\hbar}}_{=\gamma} \mathbf{S} \cdot \mathbf{B}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t). \quad (1.38)$$

Mit $\gamma = 2\pi \cdot 28,0 \frac{\text{GHz}}{\text{T}}$ wird das gyromagnetische Verhältnis eines Elektrons bezeichnet. Die Kommutator-Relation bezüglich des Elektronenspins lautet

$$[S_l, S_m] = \varepsilon_{lmn} i\hbar S_n. \quad (1.39)$$

Das Levi-Civita-Symbol ε_{lmn} mit $\{l, m, n\} = \{x, y, z\}$ ist gegeben durch:

$$\varepsilon_{lmn} = \begin{cases} +1 & , \text{ falls } (l, m, n) \text{ eine gerade Permutation von } (x, y, z) \text{ ist,} \\ -1 & , \text{ falls } (l, m, n) \text{ eine ungerade Permutation von } (x, y, z) \text{ ist,} \\ 0 & , \text{ wenn mindestens zwei Indizes gleich sind.} \end{cases}$$

Aus Gleichung (1.37) und (1.38) folgt mit (1.39)

$$\frac{d}{dt} \langle \mathbf{S} \rangle(\mathbf{r}, t) = -\gamma \mu_0 [\langle \mathbf{S} \rangle(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t)]. \quad (1.40)$$

Unter Berücksichtigung von Gleichung (1.8), als auch dem Übergang von einzelnen Elektronenspins zu einem Makrospin-System gemäß Gleichung (1.10), ergibt sich die *Landau-Lifschitz-Gleichung*:

$$\frac{d}{dt} \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = -\gamma \mu_0 [\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t)]. \quad (1.41)$$

Die Analogie zwischen den Gleichungen (1.40) und (1.41) bedeutet physikalisch, dass die Dynamik eines Spins dem eines Makrospin-Systems entspricht.

1.3.1 Die Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung

Der stationäre Fall $\frac{d}{dt}\mathbf{M}(\mathbf{r},t) = 0$ in Gleichung (1.41) entspricht einer parallelen Ausrichtung der Magnetisierung zum effektiven Feld. Sobald $\mathbf{M}(\mathbf{r},t)$ und $\mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r},t)$ nicht in der Ruhelage sind, präzediert die Magnetisierung um das effektive Feld. Die beschriebene Präzessionsbewegung ist allerdings ungedämpft, was empirischen Befunden widerspricht. Da in realen Festkörpern das Spin-, Elektronen- und Phononensystem miteinander gekoppelt sind und Energie austauschen können, wurde von Gilbert ein phänomenologischer Dämpfungsterm zur Landau-Lifschitz-Gleichung hinzugefügt [67]:

$$\frac{d}{dt}\mathbf{M}(\mathbf{r},t) = \underbrace{-\gamma\mu_0 [\mathbf{M}(\mathbf{r},t) \times \mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r},t)]}_{\text{Präzessionsterm}} + \underbrace{\frac{\alpha}{M_S} \left[\mathbf{M}(\mathbf{r},t) \times \frac{d}{dt}\mathbf{M}(\mathbf{r},t) \right]}_{\text{Dämpfungsterm}}. \quad (1.42)$$

α ist die dimensionslose Gilbert Dämpfungskonstante. Die Gleichung (1.42) wird *Gilbert-Gleichung* genannt. Landau und Lifschitz schlugen einen anderen Dämpfungsterm vor, der mathematisch äquivalent zu dem Zusatzterm in (1.42) ist [84]:

$$\frac{d}{dt}\mathbf{M}(\mathbf{r},t) = -\frac{\gamma\mu_0}{1+\alpha^2} \left\{ \underbrace{\mathbf{M}(\mathbf{r},t) \times \mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r},t)}_{\text{Präzessionsterm}} + \underbrace{\frac{\alpha}{M_S} [\mathbf{M}(\mathbf{r},t) \times (\mathbf{M}(\mathbf{r},t) \times \mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r},t))]}_{\text{Dämpfungsterm}} \right\}. \quad (1.43)$$

Dieser mathematische Zusammenhang heißt *Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung* und ist in Abbildung 1.3 veranschaulicht. Für $\alpha \rightarrow 0$ gehen die Gleichungen (1.42) und (1.43) in die Landau-Lifschitz-Gleichung (1.41) über.

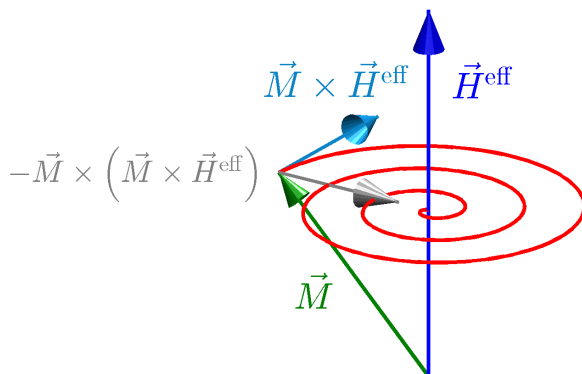


Abbildung 1.3: Schematische Darstellung der gedämpften Präzessionsbewegung der Magnetisierung \mathbf{M} um das effektive Magnetfeld \mathbf{H}_{eff} (Abbildung entnommen aus [P2]).

Die Magnetisierung $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ kann in einen statischen Anteil $\mathbf{M}_0(\mathbf{r})$ parallel zum effektiven Feld und einen dynamischen Anteil $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$ senkrecht zu \mathbf{H}_{eff} zerlegt werden ($\mathbf{M}_0(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{m}(\mathbf{r}, t) = 0$):

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{M}_0(\mathbf{r}) + \mathbf{m}(\mathbf{r}, t) . \quad (1.44)$$

Für kleine Auslenkungen aus der Ruhelage beschreibt der dynamische Anteil eine spiralförmige Bewegung in einer Ebenen mit dem Normalenvektor parallel zu \mathbf{H}_{eff} . In dieser Näherung wird angenommen, dass die Projektion von \mathbf{M} auf \mathbf{H}_{eff} konstant ist ($|\mathbf{M}_0| = M_S$). Für große Auslenkungen aus der Ruhelage ist diese Näherung nicht gerechtfertigt. Die dynamische Magnetisierung bewegt sich nun auf einer Kugeloberfläche mit Radius M_S . Der Korrekturfaktor

$$P_A = \sqrt{1 + \left(\frac{\gamma \mu_0 M_S(\mathbf{r}, t)}{2\omega} \right)^2} \quad (1.45)$$

trägt diesem Verhalten Rechnung [85]. $\omega = 2\pi f$ ist die Kreisfrequenz der Spinwelle. Die Dämpfung α ist mit der Abklingzeit τ und P_A wie folgt verknüpft [67]:

$$\alpha = \frac{1}{P_A \tau \omega} . \quad (1.46)$$

1.3.2 Der Polder-Suszeptibilitäts-Tensor und die Walker-Gleichung

In diesem Abschnitt soll die Dynamik der Magnetisierung unter Einfluss einer im Vergleich zum statischen externen Magnetfeld $\mathbf{H}_{\text{ext}}(\mathbf{r})$ kleinen Störung $\mathbf{h}_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t)$ – zum Beispiel dem Örsted Feld einer Mikrostreifenantenne in Kapitel 2.2 – diskutiert werden. Dazu wird bezüglich des effektiven Feldes in Gleichung (1.11) nur $\mathbf{H}_{\text{ext}}(\mathbf{r})$ und $\mathbf{h}_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t)$ betrachtet und $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ in einen statischen $\mathbf{M}_0(\mathbf{r})$ und dynamischen Anteil $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$ aufgespalten:

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{M}_0(\mathbf{r}) + \mathbf{m}(\mathbf{r}, t) \quad , \text{ wobei } \quad |\mathbf{M}_0(\mathbf{r})| \gg |\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)| . \quad (1.47)$$

Das äußere magnetische Feld sei in z -Richtung orientiert. Aus dem stationären Fall $\frac{d}{dt}\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = 0$ folgt, dass $\mathbf{M}_0(\mathbf{r}) \parallel \mathbf{H}_{\text{ext}}(\mathbf{r}) \parallel \mathbf{e}_z$. Außerdem können Produkte von $|\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)|$ mit $|\mathbf{h}_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t)|$ vernachlässigt werden. Mit einer harmonischen Zeitabhängigkeit der Art $\mathbf{h}_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{h}_0(\mathbf{r}) \cdot e^{i\omega t}$ und $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{m}_0(\mathbf{r}) \cdot e^{(i-\alpha)\omega t}$ ist die Landau-Lifschitz- beziehungsweise die Gilbert-Gleichung linearisierbar [67]:

$$i \omega \mathbf{m}(\mathbf{r}, t) = -\mathbf{e}_z \times \gamma \mu_0 \left\{ M_S(\mathbf{r}) \mathbf{h}_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t) - \left[H_{\text{ext}}(\mathbf{r}) - i \frac{\omega}{\gamma \mu_0} \alpha \right] \mathbf{m}(\mathbf{r}, t) \right\} . \quad (1.48)$$

1.3 Magnetisierungsdynamik

Hier ist $H_{\text{ext}}(\mathbf{r}) = |\mathbf{H}_{\text{ext}}(\mathbf{r})|$ und $M_S(\mathbf{r}) = |\mathbf{M}_0(\mathbf{r})|$. Zur Vereinfachung sind $\mathbf{h}_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t)$ und $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$ in Phase. Gleichung (1.48) lässt sich umformen zu

$$\mathbf{m}_0(\mathbf{r}) = \hat{\chi}(\mathbf{r}, \omega) \mathbf{h}_0(\mathbf{r}) . \quad (1.49)$$

In Gleichung (1.49) ist

$$\hat{\chi}(\mathbf{r}, \omega) = \begin{pmatrix} \chi(\mathbf{r}, \omega) & -i\nu(\mathbf{r}, \omega) & 0 \\ i\nu(\mathbf{r}, \omega) & \chi(\mathbf{r}, \omega) & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (1.50)$$

$$\text{mit } \chi(\mathbf{r}, \omega) = \frac{\omega_{H,\alpha}(\mathbf{r}, \omega) \omega_M(\mathbf{r})}{\omega_{H,\alpha}^2(\mathbf{r}, \omega) - \omega^2} \quad \text{und} \quad \nu(\mathbf{r}, \omega) = \frac{\omega_M(\mathbf{r}) \omega}{\omega_{H,\alpha}^2(\mathbf{r}, \omega) - \omega^2} . \quad (1.51)$$

Hier wurde das externe statische Magnetfeld, die Sättigungsmagnetisierung und die Dämpfungskonstante mit entsprechenden Frequenzen $\omega_{H,\alpha}(\mathbf{r}, \omega)$ und $\omega_M(\mathbf{r})$ verknüpft. Sie sind wie folgt definiert:

$$\begin{aligned} \omega_{H,\alpha}(\mathbf{r}, \omega) &= \omega_H(\mathbf{r}) - i\omega \alpha , \\ \omega_H(\mathbf{r}) &= \gamma \mu_0 H_{\text{ext}}(\mathbf{r}) , \\ \omega_M(\mathbf{r}) &= \gamma \mu_0 M_S(\mathbf{r}) . \end{aligned}$$

$\hat{\chi}(\mathbf{r}, \omega)$ heißt *Polder-Suszeptibilitäts-Tensor*. Er beschreibt die zeitliche Dynamik des Makrospinsystems bei einer kleinen periodischen Störung $\mathbf{h}_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t)$ von $\mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r})$. Aus den Gleichungen (1.49) und (1.47) folgt die Magnetisierung:

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{M}_0(\mathbf{r}) + \hat{\chi}(\mathbf{r}, \omega) \mathbf{h}_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t) . \quad (1.52)$$

Der Polder-Suszeptibilitäts-Tensor kann zur Beschreibung von Spinwellen in einem unendlich ausgedehnten Festkörper verwendet werden. Zur Vereinfachung ist in Gleichung (1.11) das Entmagnetisierungsfeld $\mathbf{H}_{\text{ent}}(\mathbf{r}, t) = 0$. Ausgangspunkt sind wieder die quasi-magnetostatischen Maxwell-Gleichungen mit einer kleinen Störung $\mathbf{h}_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t)$ des externen Magnetfeldes $\mathbf{H}_{\text{ext}}(\mathbf{r})$, sodass:

$$\nabla \times \mathbf{h}_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t) = 0 , \quad (1.53)$$

$$\nabla \cdot [\mathbf{h}_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{m}(\mathbf{r}, t)] = 0 . \quad (1.54)$$

Aus (1.53) folgt $\mathbf{h}_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t) = -\nabla \psi_m(\mathbf{r}, t)$. Somit ergibt sich durch Verwendung des Polder-Suszeptibilitäts-Tensors beziehungsweise $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t) = \hat{\chi}(\mathbf{r}, \omega) \mathbf{h}_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t)$ und Gleichung (1.54) die *generali-*

sierte Walker-Gleichung in Tensorschreibweise:

$$\nabla \cdot \left[\underbrace{(\hat{1} + \hat{\chi}(\mathbf{r}, \omega))}_{=\hat{\mu}(\mathbf{r}, \omega)} \nabla \psi_m(\mathbf{r}, t) \right] = 0. \quad (1.55)$$

Beziehungsweise für ebene Wellen mit $\psi_m(\mathbf{r}, t) \propto e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}$:

$$\mathbf{k} \cdot [\hat{\mu}(\mathbf{r}, \omega) \mathbf{k}] = 0. \quad (1.56)$$

Durch Umschreiben von (1.55) resultiert die *skalare Walker-Gleichung* [67]:

$$\left\{ (1 + \chi(\mathbf{r}, \omega)) [\partial_x^2 + \partial_y^2] + \partial_z^2 \right\} \psi_m(\mathbf{r}, t) = 0. \quad (1.57)$$

Falls $\chi(\mathbf{r}, \omega) = 0$ beziehungsweise $\hat{\chi}(\mathbf{r}, \omega) = 0$, geht die Walker-Gleichung in die *Laplace-Gleichung*

$$\Delta \psi_m(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (1.58)$$

über. An Grenzflächen des Ferrimagneten sind die Stetigkeitsbedingungen für die parallele Komponente der magnetischen Feldstärke beziehungsweise senkrechte Komponente der magnetischen Flussdichte einzuhalten [86]. Der mathematische Formalismus zur Beschreibung von Spinwellen wird im folgendem Abschnitt hergeleitet.

1.4. Mathematische Beschreibung von Spinwellen

Spinwellen lassen sich sowohl im Wellen- als auch im Teilchenbild beschreiben. Das zugehörige Quasiteilchen wird Magnon genannt. Die Energie E und der Impuls \mathbf{p} eines Magnons sind gegeben durch $E = \hbar\omega$ beziehungsweise $\mathbf{p} = \hbar\mathbf{k}$. In dieser Arbeit lassen sich alle Resultate durch Welleneigenschaften erklären, sodass auf das Teilchenbild nur kurz zur Diskussion von Magnetisierungslandschaften in Kapitel 1.5 eingegangen wird. Für nähere Informationen zum Teilchenbild, das insbesondere zur Beschreibung von nichtlinearen Prozessen dient, sei auf weiterführende Literatur verwiesen [87].

In Kapitel 1.2 wurde erläutert, dass es prinzipiell zwei Typen von magnetischen Wechselwirkungen gibt: die Lang- und Kurzreichweitigen. Dementsprechend lassen sich auch Spinwellen mit austauschdominiertem und dipolarem Charakter unterscheiden. Auf beide Typen soll nachfolgend zunächst in unendlich ausgedehnten Systemen genauer eingegangen werden. Anschließend werden Spinwellen in endlich ausgedehnten Wellenleitern diskutiert.

1.4.1 Spinwellen im unendlich ausgedehnten Festkörper

In einem homogenen in z -Richtung magnetisierten, unendlich ausgedehnten, ferrimagnetischen Festkörper verschwindet das Entmagnetisierungsfeld \mathbf{H}_{ent} aus Kapitel 1.2.2. Der Spezialfall in Gleichung (1.56) für durch ebene Wellen beschriebene magnetische Potentiale $\psi_m(\mathbf{r}, t)$ lässt sich weiter umformen:

$$(1 + \chi(\omega))(k_x^2 + k_y^2) + k_z^2 = 0. \quad (1.59)$$

Hierbei ist:

$$\begin{aligned} k_x^2 + k_y^2 &= k^2 \sin^2(\theta), \\ k_z^2 &= k^2 \cos^2(\theta), \\ \theta &= \angle(\mathbf{e}_z, \mathbf{k}). \end{aligned}$$

Daraus folgt

$$\chi(\omega) = -\frac{1}{\sin^2(\theta)}. \quad (1.60)$$

Mit (1.51) ergibt sich unter Vernachlässigung der Dämpfung ($\alpha = 0$)

$$\omega_{\text{FMR}} = \sqrt{\omega_{\text{H}}(\omega_{\text{H}} + \omega_{\text{M}} \sin^2(\theta))}. \quad (1.61)$$

Diese Gleichung heißt *Kittel-Formel*. Sie beschreibt die Resonanzfrequenz ω_{FMR} dipolarer Spinwellen (*ferromagnetische Resonanzfrequenz*, kurz: FMR). In (1.61) fällt die Abhängigkeit bezüglich des Wellenvektors \mathbf{k} weg, sodass alle magnetischen Momente im Festkörper synchron präzedieren. Zur Herleitung wurde die Dämpfung vernachlässigt, da α für die in dieser Arbeit verwendeten Proben sehr klein ist (siehe Kapitel 2.1).

Für große Wellenvektoren \mathbf{k} beziehungsweise kleine Wellenlängen in der Größenordnung der Austauschlänge l_{aus} muss auch das Austauschfeld berücksichtigt werden. Die dynamische Magnetisierung ist bezüglich Spinwellen räumlich periodisch, sodass sie sich in eine Fourierreihe entwickeln lässt:

$$\mathbf{m}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\mathbf{k}} \mathbf{m}_{0,\mathbf{k}} e^{i(\omega t + \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} . \quad (1.62)$$

Mit $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = M_S \cdot \mathbf{e}_z + \mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$ und Gleichung (1.36) ergibt sich das Austauschfeld zu

$$\mathbf{H}_{\text{aus}}(\mathbf{r}, t) = -\lambda_{\text{aus}} k^2 \mathbf{m}(\mathbf{r}, t) . \quad (1.63)$$

In Gleichung (1.48) geht nun H_{ext} über in $H_{\text{ext}} + M_S \lambda_{\text{aus}} k^2$ und somit resultiert eine Modifikation der Kittel-Formel – die *Herring-Kittel-Formel*:

$$\omega_{\text{FMR}} = \sqrt{(\omega_H + \omega_M \lambda_{\text{aus}} k^2) (\omega_H + \omega_M [\lambda_{\text{aus}} k^2 + \sin^2(\theta)])} . \quad (1.64)$$

Die Spinwellen sind austauschdominiert, falls

$$\omega_M \lambda_{\text{aus}} k^2 \gg \omega_H . \quad (1.65)$$

1.4.2 Spinwellen in dünnen Wellenleitern

Wird statt einem in alle Richtungen unendlich ausgedehntem Festkörper ein unendlich ausgehnter dünner Film betrachtet, so sind an dessen Oberflächen Randbedingungen in der Walker-Gleichung (1.57) zu erfüllen. Hierbei ist zu unterscheiden, ob die dynamische Magnetisierung $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$ an der Oberfläche des Films frei präzedieren kann oder fest vorgegeben ist. Die entsprechende Randbedingung lautet:

$$\left[\frac{\partial \mathbf{m}(\mathbf{r}, t)}{\partial \mathbf{e}_n(\mathbf{r})} + \varepsilon \mathbf{m}(\mathbf{r}, t) \right]_{\mathbf{r} \in \text{OF}} = 0 . \quad (1.66)$$

$\mathbf{e}_n(\mathbf{r})$ ist der Einheitsnormalenvektor auf der Oberfläche OF. Der Parameter ε gibt an, ob die Magnetisierung an den Oberflächen des Films frei präzedieren kann ($\varepsilon = 0$) oder fixiert ist ($\varepsilon \rightarrow \infty$). Der Film sei in x - und y -Richtung unendlich ausgedehnt und habe die Dicke d in z -Richtung. Durch

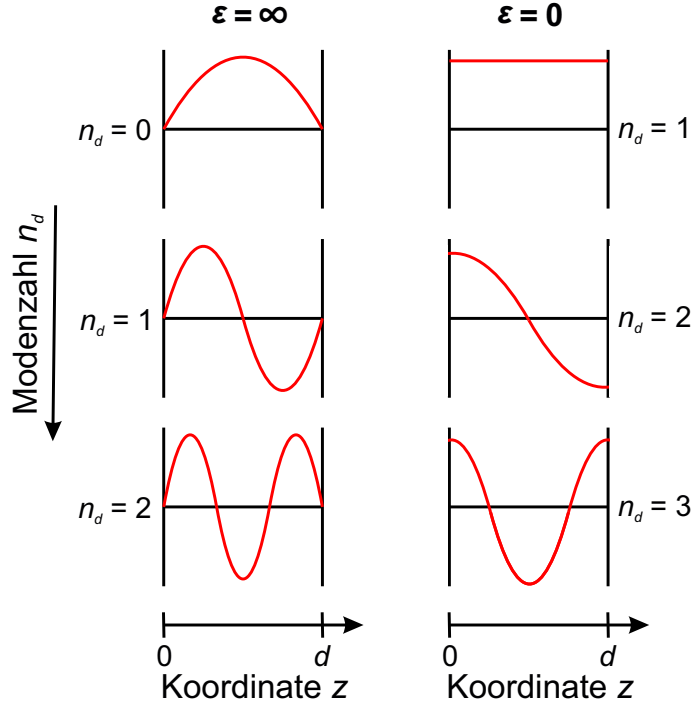


Abbildung 1.4: Schematische Darstellung der unterschiedlichen Schichtdickenmoden.

die gegebenen lateralen Abmessungen sind die Spinwellen über die Filmdicke quantisiert und es bilden sich stehende Wellen im Film aus. Die Schwingungsmoden sind durch die Modenzahl n_d charakterisiert. In Abbildung 1.4 ist der Sachverhalt verdeutlicht. Der Wellenvektor \mathbf{k} lässt sich somit in einen parallelen \mathbf{k}_ξ und senkrechten Anteil κ_{n_d} bzgl. der Filmebenen zerlegen:

$$k^2 = k_\xi^2 + \kappa_{n_d}^2 \quad \text{mit} \quad k_\xi^2 = k_x^2 + k_y^2 \quad \text{und} \quad \kappa_{n_d} = n_d \frac{\pi}{d}. \quad (1.67)$$

Die Ausrichtung des externen Magnetfeldes \mathbf{H}_{ext} beziehungsweise der Magnetisierung \mathbf{M} ist nachfolgend von entscheidender Bedeutung, da je nach deren relativen Orientierung bezüglich der Filmebene $\phi = \angle(\mathbf{M}, \mathbf{e}_n)$ beziehungsweise der Ausbreitungsrichtung $\theta = \angle(\mathbf{M}, \mathbf{k}_\xi)$ unterschiedliche Moden existieren (siehe Abbildung 1.5). Kalinkos und Slavin leiteten im Rahmen der Störungstheorie eine Näherungslösung für die Dispersionsrelation von Spinwellen in unendlich ausgedehnten dünnen Filmen her [88]:

$$\omega = \sqrt{(\omega_H + \omega_M \lambda_{\text{aus}} k_{n_d}^2) (\omega_H + \omega_M \lambda_{\text{aus}} k_{n_d}^2 + \omega_M F_{n_d})}. \quad (1.68)$$

Das Dipol-Dipol-Matrixelement F_{n_d} ist wie folgt definiert:

$$F_{n_d} = P_{n_d} + \sin^2 \phi \left(1 - P_{n_d} (1 + \cos^2 \theta) + \omega_M \frac{P_{n_d} (1 - P_{n_d}) \sin^2 \theta}{\omega_H + \omega_M \lambda_{\text{aus}} k_{n_d}^2} \right). \quad (1.69)$$

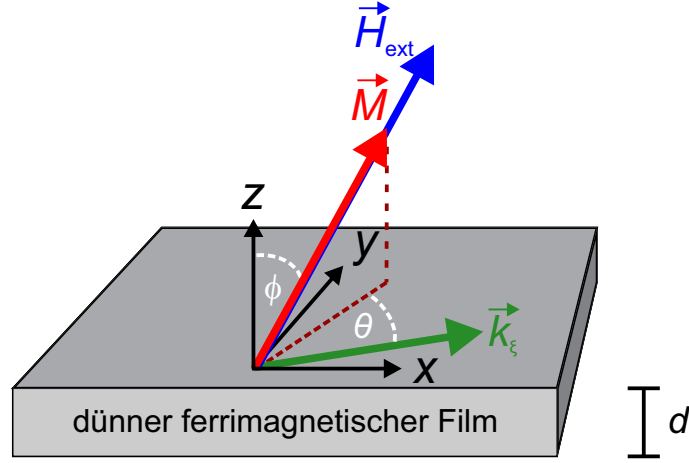


Abbildung 1.5: Schematische Darstellung eines dünnen ferrimagnetischen Films, Definition der Winkel θ und ϕ und die Orientierung von \mathbf{H}_{ext} beziehungsweise \mathbf{M} .

Außerdem ist P_{n_d} gegeben durch:

$$P_{n_d} = \begin{cases} \frac{k_\xi^2}{k_{n_d}^2} - \frac{k_\xi^2 \kappa_{n_d}^2}{k_{n_d}^4} g & , \text{ falls } \mathbf{m}(\mathbf{r}, t) \Big|_{\mathbf{r} \in \text{OF}} \text{ fixiert ist } (n_d \in \mathbb{N}) \\ \frac{k_\xi^2}{k_{n_d}^2} - \frac{k_\xi^4}{k_{n_d}^4} \frac{2}{1 + \delta_{0n_d}} g & , \text{ falls } \mathbf{m}(\mathbf{r}, t) \Big|_{\mathbf{r} \in \text{OF}} \text{ frei präzediert } (n_d \in \mathbb{N}_0) \end{cases} .$$

δ ist das Kronecker-Delta und

$$g = \frac{1 - e^{-k_\xi d}}{k_\xi d} . \quad (1.70)$$

Beim Übergang von dünnen Filmen zu dünnen Wellenleitern resultieren auch quantisierte Schwingungsmoden bezüglich der Breite w des Wellenleiters. Die räumliche Ausdehnung in y - und z -Richtung sei begrenzt. Die Propagationsrichtung der Spinwelle ist somit die x -Richtung. Für den Wellenvektor \mathbf{k}_ξ gilt nun $k_\xi^2 = k_x^2 + \kappa_{n_w}^2$ mit $\kappa_{n_w} = k_y = n_w \frac{\pi}{w}$ ($n_w \in \mathbb{N}$). Für die in dieser Arbeit verwendeten Wellenleiter kann in guter Näherung die niedrigste Ordnung bzgl. den Schichtdickenmoden als auch an der Oberfläche frei präzedierende magnetische Momente angenommen werden ($n_d = 0$). Die Dispersionsrelation für in der x - y -Ebene magnetisierte Wellenleiter ($\phi = 0$) lautet nun

$$\omega = \sqrt{\left(\omega_H + \omega_M \lambda_{\text{aus}} \left[k_x^2 + n_w^2 \frac{\pi^2}{w^2} \right] \right) \left(\omega_H + \omega_M \lambda_{\text{aus}} \left[k_x^2 + n_w^2 \frac{\pi^2}{w^2} \right] + \omega_M F_0 \right)} \quad (1.71)$$

und das Dipol-Dipol-Matrixelement lässt sich angeben als

$$F_0 = 1 - (1 - g) \cos^2(\theta_k - \theta_M) + \omega_M \frac{g(1 - g) \sin^2(\theta_k - \theta_M)}{\omega_H + \omega_M \lambda_{\text{aus}} \left[k_x^2 + n_w^2 \frac{\pi^2}{w^2} \right]} . \quad (1.72)$$

1.4 Mathematische Beschreibung von Spinwellen

$\theta_k = \angle(\mathbf{k}, \mathbf{e}_x)$ und $\theta_M = \angle(\mathbf{M}, \mathbf{e}_x)$ beschreiben die Winkel zwischen der langen x -Achse des Wellenleiters und dem Wellenvektor \mathbf{k} beziehungsweise der Magnetisierung \mathbf{M} . Für die in dieser Arbeit relevanten Grundmoden ($n_d = 0$ & $n_w = 1$) und bestimmte Spezialfälle bezüglich der Ausrichtung der Magnetisierung lassen sich vereinfachte Dispersionsrelationen angeben, die in den folgenden Abschnitten behandelt werden. Hier werden Wellenleiter mit Breiten im mm-Bereich verwendet, sodass $(\frac{\pi}{w})^2 \ll k_x^2$. Für den Wellenvektor der Spinwelle gilt somit näherungsweise: $k_\xi = k_x = k$.

1.4.2.1 Magnetostatische Vorwärts-Volumenmoden

Wird die Orientierung des äußeren magnetischen Feldes \mathbf{H}_{ext} so gewählt, dass sie senkrecht zur Filmoberfläche steht (siehe Abbildung 1.6), so heißt dieser Spinwellentyp Vorwärts-Volumenmoden (englisch: *forward volume magnetostatic spin waves*; FVMSWs). Aus Gleichung (1.68) folgt die

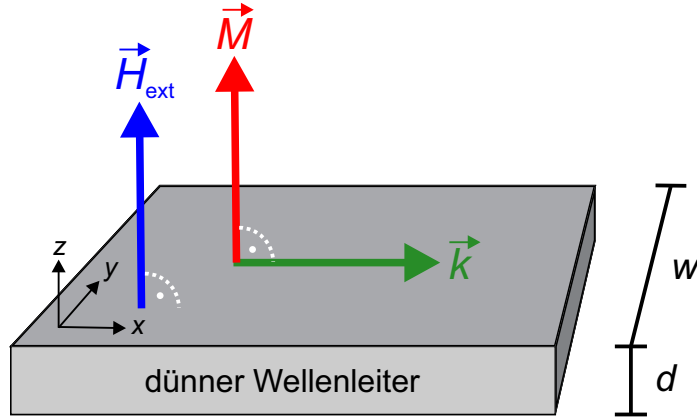


Abbildung 1.6: Koordinatensystem und Orientierung der verschiedenen Felder bezüglich Vorwärts-Volumenmoden.

entsprechende Dispersionsrelation (siehe Abbildung 1.7). Sie lautet für frei präzedierende magnetische Momente an der Oberfläche:

$$f(k) = \frac{1}{2\pi} \sqrt{(\omega_H + \omega_M \lambda_{\text{aus}} k^2) \left[\omega_H + \omega_M \lambda_{\text{aus}} k^2 + \omega_M \left(1 - \frac{1 - e^{-kd}}{kd} \right) \right]}. \quad (1.73)$$

Falls nur dipolare Spinwellen betrachtet werden und $kd \ll 1$ gilt, lässt sich die Dispersionsrelation mit einer Taylorreihe linear annähern:

$$f(k) \approx \frac{1}{2\pi} \left[\omega_H + \frac{\partial \omega}{\partial k} \cdot k \right]. \quad (1.74)$$

Hier ist $v_G = \frac{\partial \omega}{\partial k}$ die Gruppengeschwindigkeit der Spinwelle, die sich mit (1.73) approximieren lässt

$$v_G \approx \frac{\omega_M}{4} d. \quad (1.75)$$

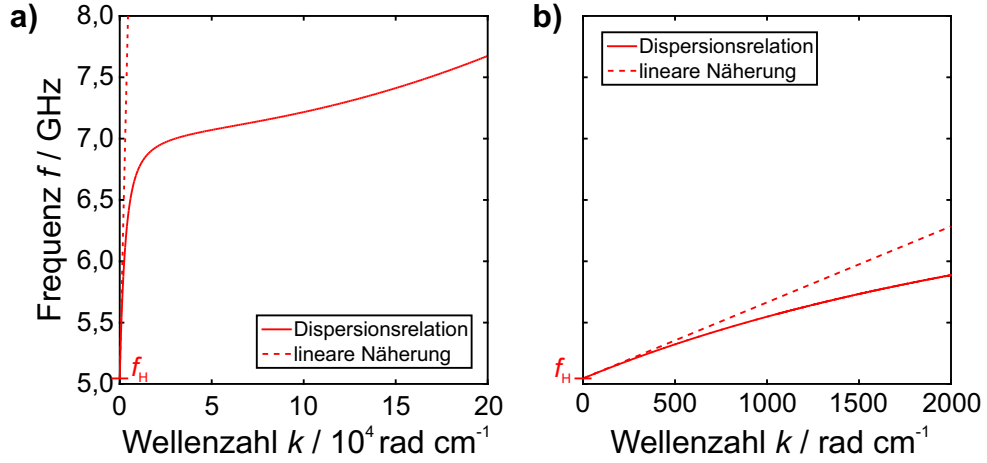


Abbildung 1.7: a) Dispersionsrelation $f(k)$ unter Verwendung von (1.68) für $\phi = 0$ beziehungsweise (1.73) mit den Parametern $\mu_0 H_{\text{ext}} = 180 \text{ mT}$, $M_S = 141 \text{ kA m}^{-1}$, $d = 5 \mu\text{m}$ und $\lambda_{\text{aus}} = 280 \text{ nm}^2$. b) Für kleine Wellenzahlen kann $f(k)$ linear angenähert werden.

Für senkrecht zur Oberfläche magnetisierte Filme muss gemäß Kapitel 1.2.2 außerdem das Entmagnetisierungsfeld beachtet werden. Folgende Substitution bezüglich \mathbf{H}_{ext} berücksichtigt das interne Feld \mathbf{H}_{ent} (siehe Gleichung (1.27)):

$$\mathbf{H}_{\text{ext}} \longrightarrow \mathbf{H}_{\text{ext}} + \mathbf{H}_{\text{ent}} \quad \text{beziehungsweise} \quad \omega_H \longrightarrow \omega_H - \omega_M .$$

1.4.2.2 Magnetostatische Rückwärts-Volumenmoden

Falls das externe magnetische Feld \mathbf{H}_0 in der Filmebene liegt und in Propagationsrichtung der Spinwellen zeigt (siehe Abbildung 1.8), so nennt man die Spinwellen magnetostatische Rückwärts-Volumenmoden (englisch: *backward volume magnetostatic spinwaves*; BVMSWs). In der Gleichung (1.72) bedeutet dies $\theta_M = 0$ und $\theta_k = 0$, sodass resultiert

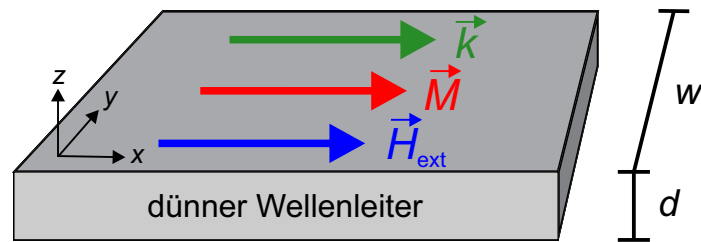


Abbildung 1.8: Koordinatensystem und Orientierung der verschiedenen Felder bezüglich Rückwärts-Volumenmoden.

Abbildung 1.8 zeigt ein 3D-Koordinatensystem (x, y, z) für einen dünnen Wellenleiter. Die z-Achse ist senkrecht zur Oberfläche, die x-Achse zeigt in die Propagationsrichtung. Ein grüner Vektor \vec{k} zeigt in die x-Richtung. Ein roter Vektor \vec{M} zeigt in die y-Richtung. Ein blauer Vektor \vec{H}_{ext} zeigt in die x-Richtung. Die Dicke des Wellenleiters ist mit d und die Breite mit w beschriftet.

$$f(k) = \frac{1}{2\pi} \sqrt{(\omega_H + \omega_M \lambda_{\text{aus}} k^2) \left[\omega_H + \omega_M \lambda_{\text{aus}} k^2 + \omega_M \left(\frac{1 - e^{-kd}}{kd} \right) \right]} . \quad (1.76)$$

1.4 Mathematische Beschreibung von Spinwellen

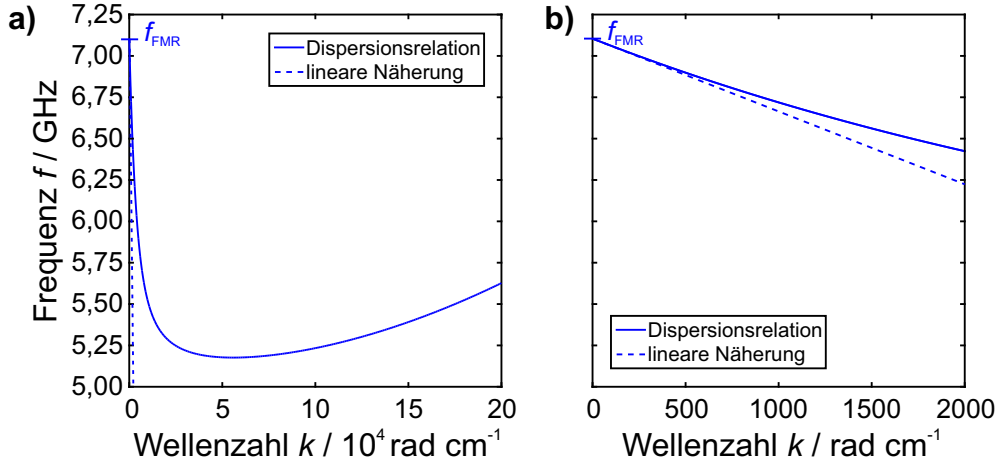


Abbildung 1.9: a) Dispersionsrelation $f(k)$ unter Verwendung von (1.71) für $\theta_k = 0$ und $\theta_M = 0$ beziehungsweise (1.76) mit den Parametern $\mu_0 H_{\text{ext}} = 180 \text{ mT}$, $M_S = 141 \text{ kA m}^{-1}$, $d = 5 \mu\text{m}$ und $\lambda_{\text{aus}} = 280 \text{ nm}^2$. b) Die lineare Näherung stimmt für $k < 500 \text{ rad cm}^{-1}$ gut mit der Dispersionsrelation überein.

Die Dispersionsrelation (1.76) ist in Abbildung 1.9 für unterschiedlich große Bereiche der Wellenzahl k geplottet. Auch hier lässt sich die Dispersionsrelation der dipolaren Spinwelle in der Nähe der ferromagnetischen Resonanzfrequenz ω_{FMR} mit $f(k) \approx \frac{1}{2\pi} [\omega_{\text{FMR}} + v_G \cdot k]$ annähern und die Gruppengeschwindigkeit approximieren zu

$$v_G \approx -\frac{\omega_M}{4} \frac{\omega_H}{\omega_{\text{FMR}}} d. \quad (1.77)$$

Die Gruppengeschwindigkeit v_G ist negativ und bedingt somit den Namen dieses Spinwellentyps. Phasen- und Gruppengeschwindigkeit von Rückwärts-Volumenmoden sind antiparallel.

Im Unterschied zu den Vorwärts-Volumenmoden entspricht das interne magnetische Feld dem externen Feld H_{ext} , da das Entmagnetisierungsfeld für Wellenleiter, die in Richtung der langen Achse magnetisiert sind, verschwindet. Für sehr dünne (d im nm Bereich) und sehr schmale (w im μm Bereich) Wellenleiter präzedieren die magnetischen Momente an den Rändern der Probe nicht frei, sie sind teilweise fixiert. Dieser Aspekt wird durch die Definition einer effektiven Breite w_{eff} berücksichtigt [89]:

$$w_{\text{eff}} = w \frac{D_{\text{dip}}}{D_{\text{dip}} - 2} \quad \text{mit dem dipolaren Parameter} \quad D_{\text{dip}} = \frac{w}{d} \frac{2\pi}{1 + 2 \ln \frac{w}{d}}. \quad (1.78)$$

Die Modenprofile bezüglich der Wellenleiterbreite für $w_{\text{eff}} = w$ ($w_{\text{eff}} = \infty$) entsprechen in Kapitel 1.4.2 dem Fall $\varepsilon = \infty$ ($\varepsilon = 0$). In dieser Arbeit werden wenige μm dicke und mm breite Wellenleiter verwendet, sodass $w_{\text{eff}} \approx w$. Die dynamische Magnetisierung an den Rändern des Wellenleiters ist somit fixiert.

1.4.2.3 Magnetostatische Oberflächenmoden

Spinwellen, die senkrecht zur in der Ebene magnetisierten Probe propagieren ($\phi = \frac{\pi}{2}$, $\theta_M = \frac{\pi}{2}$ und $\theta_k = 0$; siehe Abbildungen 1.10 und 1.5), sind magnetostatische Oberflächenmoden (englisch: *magnetostatic surface spin waves*; MSSWs). Sie heißen nach ihren Entdeckern auch Damon-Eshbach-Moden [90]. Die Dispersionsrelation resultierend aus der Störungsrechnung nach Kali-

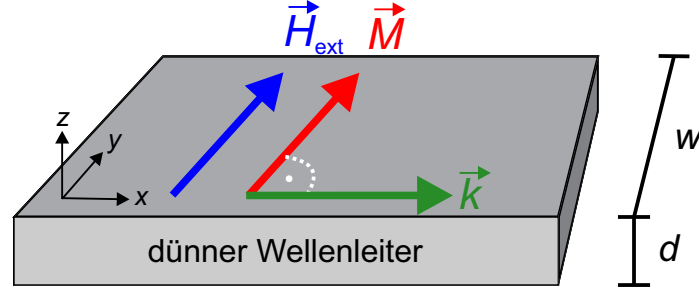


Abbildung 1.10: Koordinatensystem und Orientierung der verschiedenen Felder bezüglich Oberflächenmoden.

nikos und Slavin beschreibt diesen Spinwellentyp nur für große Wellenlängen beziehungsweise kleine Wellenvektoren. Genauere Resultate liefert die Lösung der Maxwell-Gleichungen in magnetostatischer Näherung. Zur Herleitung sei auf entsprechende Literatur verwiesen [67, 87]. Im Wesentlichen wird die Walker-Gleichung innerhalb und die Laplace-Gleichung außerhalb des magnetischen Materials gelöst. Dabei werden die aus der Elektrodynamik bekannten Stetigkeitsbedingungen für die elektrischen und magnetischen Felder an Grenzflächen berücksichtigt. Nach Lösen des Gleichungssystems ergibt sich die Dispersionsrelation zu

$$f(k) = \frac{1}{2\pi} \sqrt{(\omega_H + \omega_M \lambda_{\text{aus}} k^2)(\omega_H + \omega_M \lambda_{\text{aus}} k^2 + \omega_M) + \left(\frac{\omega_M}{2}\right)^2 (1 - e^{-2kd})}. \quad (1.79)$$

Die graphische Darstellung des Zusammenhangs der Frequenz f von der Wellenzahl k erfolgt in Abbildung 1.11. In der Approximation $kd \ll 1$ ist die Gruppengeschwindigkeit gegeben durch:

$$v_G \approx \frac{\omega_M}{4} \frac{\omega_M}{\omega_{\text{FMR}}} d. \quad (1.80)$$

Das externe magnetische Feld ist senkrecht zur langen Achse des Wellenleiters orientiert. \mathbf{H}_{ext} versucht die magnetischen Momente gegen die von der Formanisotropie energetisch bevorzugte Lage entlang des Wellenleiters zu drehen. Daher entstehen Entmagnetisierungsfelder, die das interne magnetische Feld verändern. Bayer *et al.* als auch Joseph und Schlömann berechneten das interne

1.4 Mathematische Beschreibung von Spinwellen

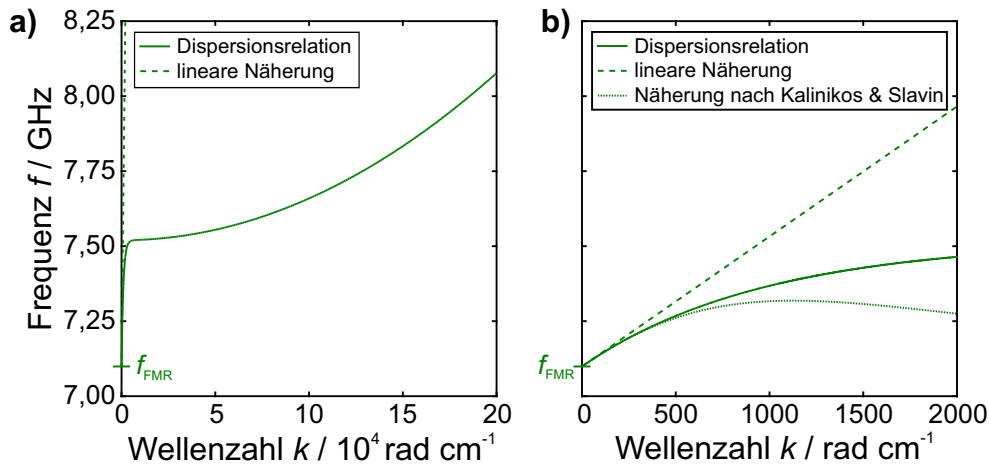


Abbildung 1.11: a) Grafische Darstellung der Gleichung (1.79) mit den Parametern $\mu_0 H_{\text{ext}} = 180 \text{ mT}$, $M_S = 141 \text{ kA m}^{-1}$, $d = 5 \mu\text{m}$ und $\lambda_{\text{aus}} = 280 \text{ nm}^2$. b) Die Näherung nach Kalinikos und Slavin stimmt für $k < 500 \text{ rad cm}^{-1}$ gut mit der Dispersionrelation überein. Für $k < 200 \text{ rad cm}^{-1}$ lässt sich die lineare Näherung verwenden.

Feld H_{int} in Abhängigkeit der lateralen Koordinate y zu [91, 92]:

$$H_{\text{int}} = H_{\text{ext}} - \frac{M_S}{\pi} \left[\arctan\left(\frac{d}{2y+w}\right) - \arctan\left(\frac{d}{2y-w}\right) \right]. \quad (1.81)$$

y ist im Intervall $[-\frac{w}{2}, \frac{w}{2}]$ definiert. Das interne Feld wird so in sehr schmalen Bereichen an den Rändern der Probe abgesenkt, während es über den Großteil der Wellenleiterbreite konstant, homogen und gleich dem externen Feld ist (effektive Breite). In den Randbereichen können Randmoden existieren [93], die in dieser Arbeit nicht betrachtet werden.

Im Vergleich zu den stehenden Wellen im Falle der Volumenmoden (siehe Abbildung 1.4) ist für Oberflächenmoden die exponentiell zum Filmmittelpunkt abklingende Amplitude charakteristisch. Außerdem zeichnen sich Damon-Eshbach-Moden durch ihre Chiralität aus. Sie propagieren auf entgegengesetzten Filmoberflächen in die jeweils umgekehrte Richtung [67]. Oberflächenmoden sind topologisch geschützt [94]. Defekte an der Oberfläche führen nicht zur Rückstreuung der Spinwelle.

1.5. Spinwellen in Magnetisierungslandschaften

Die gezielte räumliche Modifikation der Sättigungsmagnetisierung $M_S(\mathbf{r})$ führt zu Magnetisierungslandschaften, durch die sich Spinwellen bewegen können. Bei geschickter Wahl des Landschaftsprofils können Spinwellen beziehungsweise Magnonen gezielt gesteuert und manipuliert werden. Solche Profile lassen sich als magnonische Potentiale darstellen. Hierzu wird die Landau-Lifschitz-Gleichung (1.41) als Ausgangspunkt verwendet. Des Weiteren werden Austauschwellen betrachtet, sodass die Dipol-Dipol-Wechselwirkung beziehungsweise das Entmagnetisierungsfeld vernachlässigbar ist. Die Spinwellen seien schon durch äußere Felder angeregt, sodass bezüglich der nachfolgenden Dynamik das Anregungsfeld $\mathbf{h}_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t)$ verschwindet. Das externe Magnetfeld $\mathbf{H}_{\text{ext}}(\mathbf{r})$ sei in z -Richtung orientiert und so gewählt, dass die Magnetisierung gesättigt ist. Dadurch präzediert die dynamische Magnetisierung $\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)$ in der x - y -Ebene, sodass:

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ M_S(\mathbf{r}) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} m_x(\mathbf{r}, t) \\ m_y(\mathbf{r}, t) \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (1.82)$$

Das effektive Feld \mathbf{H}_{eff} ist somit gegeben durch

$$\mathbf{H}_{\text{eff}}(\mathbf{r}, t) = \underbrace{\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ H_{\text{ext}}(\mathbf{r}) \end{pmatrix}}_{=\mathbf{H}_{\text{ext}}(\mathbf{r})} + \lambda_{\text{aus}}(\mathbf{r}) \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} \Delta m_x(\mathbf{r}, t) \\ \Delta m_y(\mathbf{r}, t) \\ \Delta M_S(\mathbf{r}) \end{pmatrix}}_{=\mathbf{H}_{\text{aus}}(\mathbf{r}, t)}. \quad (1.83)$$

Die Landau-Lifschitz-Gleichung (1.41) lautet nun:

$$\partial_t \begin{pmatrix} m_x(\mathbf{r}, t) \\ m_y(\mathbf{r}, t) \\ 0 \end{pmatrix} = \gamma \mu_0 \begin{pmatrix} m_x(\mathbf{r}, t) \\ m_y(\mathbf{r}, t) \\ M_S(\mathbf{r}) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \lambda_{\text{aus}}(\mathbf{r}) \Delta m_x(\mathbf{r}, t) \\ \lambda_{\text{aus}}(\mathbf{r}) \Delta m_y(\mathbf{r}, t) \\ H_{\text{ext}}(\mathbf{r}) + \lambda_{\text{aus}}(\mathbf{r}) \Delta M_S(\mathbf{r}) \end{pmatrix}. \quad (1.84)$$

Die z -Komponente dieses Gleichungssystems ist

$$m_y(\mathbf{r}, t) \cdot \Delta m_x(\mathbf{r}, t) = m_x(\mathbf{r}, t) \cdot \Delta m_y(\mathbf{r}, t). \quad (1.85)$$

Dies wird gelöst durch zirkular polarisierte Wellen („Spinwellen“):

$$m_x(\mathbf{r}, t) = m_0(\mathbf{r}, t) \cdot e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \quad \text{und} \quad m_y(\mathbf{r}, t) = -i m_x(\mathbf{r}, t). \quad (1.86)$$

1.5 Spinwellen in Magnetisierungslandschaften

Die x - und y -Komponente von Gleichung (1.84) können mit dem Ansatz $\tilde{m}(\mathbf{r}, t) = m_x(\mathbf{r}, t) + im_y(\mathbf{r}, t) \in \mathbb{C}$ in die Schrödingergleichung für $\tilde{m}(\mathbf{r}, t)$ überführt werden:

$$i\hbar\partial_t\tilde{m}(\mathbf{r}, t) = [-\lambda_{\text{aus}}(\mathbf{r})\hbar\omega_{\text{M}}(\mathbf{r})\Delta + \hbar\omega_{\text{H}}(\mathbf{r}) + \lambda_{\text{aus}}(\mathbf{r})\hbar\Delta\omega_{\text{M}}(\mathbf{r})]\tilde{m}(\mathbf{r}, t) . \quad (1.87)$$

Der Vergleich mit der allgemeinen Darstellung der Schrödingergleichung für die Wellenfunktion $\psi(\mathbf{r}, t)$

$$i\hbar\partial_t\psi(\mathbf{r}, t) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + V(\mathbf{r}, t) \right] \psi(\mathbf{r}, t) \quad (1.88)$$

liefert das magnonische Potential

$$V_{\text{Magnon}}(\mathbf{r}) = \hbar[\omega_{\text{H}}(\mathbf{r}) + \lambda_{\text{aus}}(\mathbf{r})\Delta\omega_{\text{M}}(\mathbf{r})] \quad (1.89)$$

und die Masse eines Magnons

$$m_{\text{Magnon}}(\mathbf{r}) = \frac{\hbar}{2\lambda_{\text{aus}}(\mathbf{r})\omega_{\text{M}}(\mathbf{r})} . \quad (1.90)$$

Das magnonische Potential ist somit von der räumlichen Variation der Sättigungsmagnetisierung und des externen Feldes abhängig. Hervorzuheben ist außerdem, dass die Magnonenmasse ebenfalls mit $M_{\text{S}}(\mathbf{r})$ verknüpft ist. Durch lokale Änderung von M_{S} induzierte, räumlich variierende Potentiale beeinflussen somit die Propagation von austauschdominierten Magnonen in Magnetisierungslandschaften. Für dipolare Spinwellen lassen sich analoge Überlegungen durchführen. Die mathematische Beschreibung ist allerdings durch die Betrachtung der Dipol-Dipol-Matrixelemente des Entmagnetisierungstensors wesentlich komplexer und wird im Rahmen dieser Arbeit nicht näher ausgeführt. Die experimentellen und numerischen Ergebnisse in den nachfolgenden Kapiteln legen nahe, dass für dipolar dominierte Magnonen ebenfalls das Potentialbild herangezogen werden kann (siehe Diskussion in Abschnitt 3.4).

1.5.1 Der magnonische Brechungsindex und die Spinwellenimpedanz

Propagiert Licht von einem Medium in ein anderes, so ändert sich die Phasengeschwindigkeit, Wellenlänge und Propagationsrichtung. Der optische Brechungsindex n beschreibt dieses Verhalten. Er ist definiert als das Verhältnis der Phasengeschwindigkeiten c von Licht im Vakuum (Index 0) und im Medium (Index M) [65]:

$$n_{\text{Optik}} = \frac{c_0}{c_{\text{M}}} . \quad (1.91)$$

Die lokale Manipulation des Brechungsindex findet in der Optik zahlreiche Anwendungsbeispiele um die Propagation von Licht durch Medien zu beeinflussen. Ein typisches Beispiel ist die Glasfaser [95], die aus zwei Materialien mit unterschiedlichen Brechungsindizes aufgebaut ist. Durch totale interne Reflexion an deren Grenzfläche wird das Licht in der Faser geführt. Dies ermöglicht die Übertragung von Signalen über große Distanzen und die Realisierung des Internets wie wir es heute kennen. Ein weiteres Beispiel ist die periodische Modulation von n , wodurch photonische Kristalle [50, 51] realisiert werden können. Mit diesen lässt sich das Licht sowohl filtern, führen als auch stark verlangsamen. Außerdem erlaubt die lokale Variation des Brechungsindex auch die Erzeugung von Metamaterialien [96–98], die sowohl Tarnkappen mittels der Transformationsoptik [99–101] als auch Medien mit negativem Brechungsindex [51] ermöglichen. Linsen mit $n_{\text{Optik}} < 0$ können Objekte, die kleiner als die verwendete Wellenlänge des Lichts sind, abbilden [102]. Neben Anwendungen mit abrupter Brechungsindexmodulation können zum Beispiel Gradientenindex Materialien produziert werden [103]. Eine mögliche Anwendung dieser sind Gradientenindexlinsen [104] zum Fokussieren von Lichtstrahlen. Da alle genannten Beispiele durch die Eigenschaften von Wellen erklärt werden können, lassen sich die Phänomene prinzipiell auch auf Spinwellen übertragen. Der magnonische Brechungsindex n_{Magnon} kann mit der Dispersionsrelation $\omega(k) = 2\pi f(k)$ für den jeweiligen Spinwellentyp aus der Optik abgeleitet werden. Dazu wird der mathematische Ausdruck der Phasengeschwindigkeit $c_M = \frac{\omega(k)}{k}$ in Gleichung (1.91) eingesetzt:

$$n_{\text{Magnon}} = \frac{c_0 k}{\omega(k)}. \quad (1.92)$$

Der magnonische Brechungsindex lässt sich gemäß Gleichung (1.92) durch lokale Änderung der Dispersionsrelation festlegen. Abbildung 1.12a zeigt die Dispersion $n(\lambda)$ von Spinwellen im Wellenlängenbereich 10 nm bis 1 cm. Das Ausbreitungsverhalten von Spinwellen ist stark von der Wellenlänge abhängig. Dominiert die Austauschwechselwirkung (Dipol-Dipol-Wechselwirkung) so herrscht anormale (normale) Dispersion. In Abbildung 1.12b ist n_{Magnon} als Funktion der Wellenzahl k bezüglich der Vorwärts-, Rückwärts- und Oberflächenmoden für den Fall $kd \ll 1$ geplotet. Im Bereich großer Wellenlängen verlaufen die Kurven annähernd linear. Jeong *et al.* leiteten den magnonischen Brechungsindex theoretisch her [105]. Sie berechneten n_{Magnon} für das gleiche in dieser Arbeit verwendete Material in der Größenordnung 10^4 ($\lambda \approx 200$ nm, $f \approx 50$ GHz, $H_{\text{ext}} = 1,0$ T). Gleichung (1.92) liefert für die in Referenz [105] angegebenen Parameter übereinstimmende Werte.

In den vorherigen Kapiteln wurde erläutert, dass die Dispersionsrelation von Spinwellen sowohl

1.5 Spinwellen in Magnetisierungslandschaften

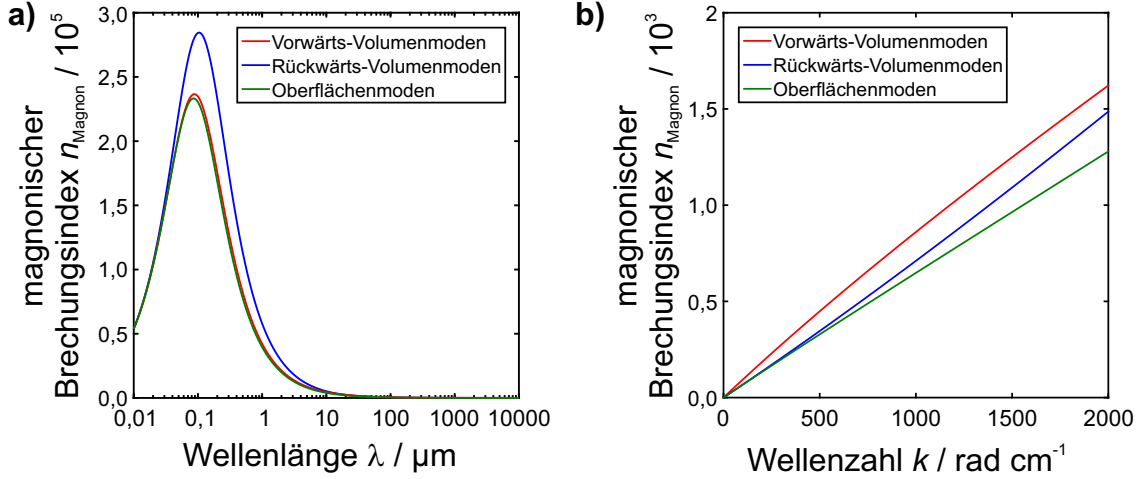


Abbildung 1.12: a) Logarithmische Darstellung der Dispersion $n_{\text{Magnon}}(\lambda)$ für die in den vorherigen Kapiteln diskutierten Spinwellentypen. Sind die Spinwellen durch die Austauschwechselwirkung gekoppelt (im Bereich $\lambda \lesssim 100\text{nm}$), so tritt anormale Dispersion auf ($\frac{dn}{d\lambda} > 0$). Für die in dieser Arbeit dominanten Dipol-Dipol-Wechselwirkung stellt sich normale Dispersion ein ($\frac{dn}{d\lambda} < 0$). b) Abhängigkeit von n_{Magnon} bezüglich der Wellenzahl k für dipolare Spinwellen mit $kd \ll 1$. Die externen Parameter zur Berechnung beider Graphen sind identisch mit denen in den Abbildungen 1.7, 1.9 und 1.11.

von der Richtung des äußeren Magnetfeldes, der Geometrie des Wellenleiters (Dicke d und Breite w), als auch sonstiger Materialparameter abhängig ist. Generell bestimmt das lokale effektive Magnetfeld aus Gleichung (1.11) die Dispersionsrelation. n_{Magnon} kann zum Beispiel durch Modifikation der Sättigungsmagnetisierung, der Austauschkonstante, der magnetischen Anisotropie, des Entmagnetisierungsfeldes oder des äußeren magnetischen Feldes eingestellt werden. Die lokale Änderung des magnonischen Brechungsindex erlaubt die gezielte Manipulation der Spinwellenpropagation [106]. Für diese Arbeit ist insbesondere die Änderung der Sättigungsmagnetisierung beziehungsweise der Temperatur der Probe von Bedeutung.

Propagiert eine Spinwelle an einer Grenzfläche von einem Medium in ein anderes, so hängt die Transmittivität beziehungsweise Reflektivität vom Unterschied der Impedanz $Z = Z_0 \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}}$ beider Materialien ab [107, 108]. Die Wellenimpedanz des Vakuums (mit Index 0) ist $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = \frac{k_0}{\omega \epsilon_0}$. μ_r ist die Permeabilitätszahl und ϵ_r die relative Permittivität des Materials. Mit der Wellenzahl $k = k_0 n$, wobei $k_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$, und dem Brechungsindex $n = \sqrt{\mu_r \epsilon_r}$ lässt sich die Impedanz auch schreiben als:

$$Z = \frac{k}{\omega \epsilon_0 \epsilon_r} \propto k \propto n. \quad (1.93)$$

Die Proportionalität gilt für Spinwellen unter der Annahme, dass die Frequenz ω konstant, die Wellenzahl k eine Funktion der Sättigungsmagnetisierung und ϵ_r hingegen unabhängig von M_S ist.

Ohne Absorption wird die Reflexion Γ und Transmission $T = 1 - \Gamma$ elektromagnetischer Strahlung an Grenzflächen beschrieben durch die Fresnelschen Formeln [86]. Für senkrechten Einfall ist der Reflexionskoeffizient Γ gegeben durch:

$$\Gamma = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} = \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} = \frac{k_2 - k_1}{k_2 + k_1}. \quad (1.94)$$

Die Abhängigkeit von Γ und T bezüglich des Einfallswinkels soll nun im folgenden Abschnitt diskutiert werden.

1.5.2 Reflexion und Brechung von Spinwellen an Grenzflächen

Die Namensgebung des im vorherigen Abschnitt diskutierten Brechungsindex stammt ursprünglich aus dem Snelliusschen Brechungsgesetz, das die Winkel des einfallenden Strahls β_1 in Material 1 (Brechungsindex n_1) und des ausfallenden Strahls β_2 in Material 2 (Brechungsindex n_2) an deren Grenzfläche beschreibt [86]. Für den gebrochenen Lichtstrahl gilt (β ist der Winkel zur Oberflächennormalen):

$$n_1 \sin \beta_1 = n_2 \sin \beta_2. \quad (1.95)$$

Für den reflektierten Anteil des Lichts ist der Ausfallswinkel gleich dem Einfallswinkel. Gleichung (1.95) gilt ebenfalls für Spinwellen [105, 109]. In Abbildung 1.12 aus dem vorherigen Abschnitt ist auffällig, dass n_{Magnon} im Vergleich zu n_{Optik} um ein Vielfaches größer ist. Der Unterschied resultiert aus der relativ langsamen Phasengeschwindigkeit von Spinwellen im Vergleich zu Licht (siehe Gleichung (1.91)). Der optische Brechungsindex n_{Optik} kann nicht mit n_{Magnon} für Spinwellen verglichen werden. n_{Magnon} ist daher nur ein Konzept zur Beschreibung von Reflexion und Brechung von Spinwellen an Grenzflächen gemäß dem Snelliusschen Brechungsgesetz. Gleichung (1.95) lässt sich auch schreiben als:

$$\frac{k_1}{k_2} = \frac{\sin \beta_2}{\sin \beta_1}. \quad (1.96)$$

Der Ein- und Ausfallswinkel ist somit nur abhängig von den Wellenzahlen beziehungsweise unabhängig von der Lichtgeschwindigkeit. Stigloher *et al.* bestimmten erstmals im Jahr 2016 das Snelliussche Brechungsgesetz für Spinwellen experimentell [109]. In Abbildung 1.13 sind deren Ergebnisse für Spinwellen mit Wellenlängen im μm -Bereich in einem 60 nm dünnen Permalloy Film gezeigt. Permalloy ist eine ferromagnetische Nickel-Eisen-Legierung ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$). Die Autoren des Papiers stellten eine signifikante Abweichung zur Optik ab einem Einfallswinkel größer 25°

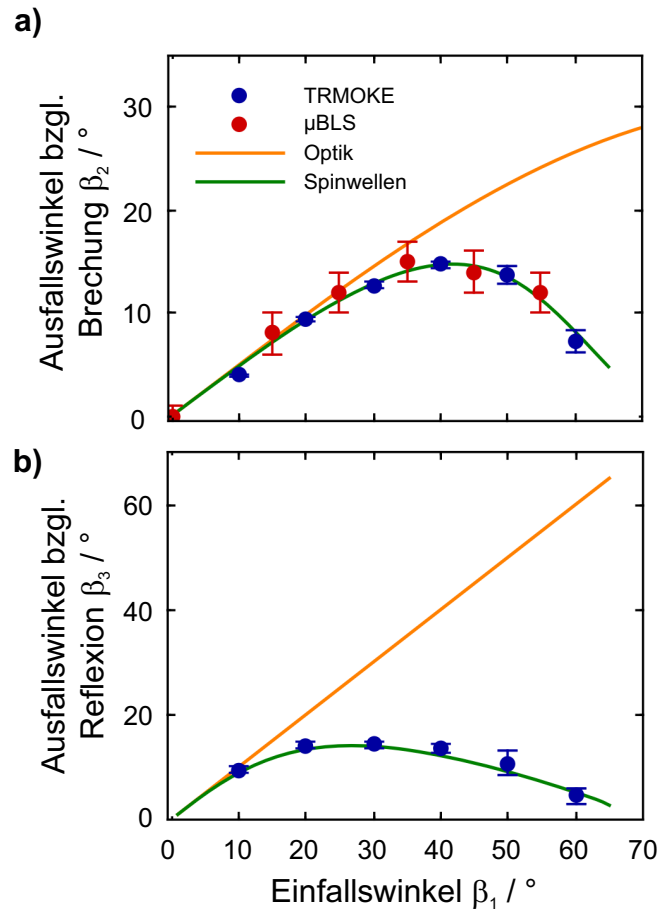


Abbildung 1.13: Grafische Darstellung des Snelliusschen Brechungsgesetzes. Der Ausfallswinkel bezüglich Brechung β_2 (a) und Reflexion β_3 (b) von Spinwellen ist als Funktion des Einfallswinkels β_1 aufgetragen. Die Messung erfolgte sowohl mittels des zeitaufgelösten magneto-optischen Kerr-Effekts (englisch: *time-resolved magneto-optical Kerr effect*; TRMOKE) als auch mit Brillouin Lichtstreuung mit einer Auflösung im Mikrometerbereich (μ BLS). Die Abbildung wurde aus [109] übernommen und übersetzt.

bezüglich der Brechung und 10° bezüglich der Reflexion fest. Die Abweichung lässt sich auf den dipolaren beziehungsweise streng anisotropen Charakter von Spinwellen in parallel zur Filmebene magnetisierten Proben zurückführen. Die Anisotropie bezüglich der Propagation ist auch in den Isofrequenzkurven $k_y(k_x)$ der Rückwärts-Volumen- und der Oberflächenmoden zu erkennen. Im Gegensatz dazu propagieren Vorwärts-Volumenmoden isotrop. Die Magnetisierung \mathbf{M} ist parallel bezüglich des Normalenvektors \mathbf{e}_n der Filmoberfläche, weshalb keine Vorzugsrichtung existiert. Die Abhängigkeit $k_y(k_x)$ entspricht daher einer Kreisgleichung in Analogie zur Optik. Isofrequenzkurven von Spinwellen werden in der Literatur ausführlich diskutiert [110, 111]. Sie ergeben sich

als numerische Lösung der transzendenten Gleichung:

$$(2 + \chi)k_x^2 + \left((1 + \chi)^2 - \nu^2 + 1\right)k_y^2 + 2(1 + \chi) \cdot \sqrt{\left(-\frac{k_x^2}{1 + \chi} - k_y^2\right)(k_x^2 + k_y^2)} \cdot \cot\left(d\sqrt{-\frac{k_x^2}{1 + \chi} - k_y^2}\right) = 0 \quad (1.97)$$

Mit den Parametern χ und ν aus Gleichung (1.51) ohne Dämpfung ($\alpha = 0$). Zur Beschreibung der Grundmode ($n_d = 0$) lässt sich der Kotangens in eine Laurent-Reihe zwischen 0 und π entwickeln [112]:

$$\cot x = \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{2^{2n} B_{2n}}{(2n)!} x^{2n-1}. \quad (1.98)$$

B_n sind die Bernoulli-Zahlen. In Abbildung 1.14 sind die Isofrequenzkurven für Vorwärts-Volumen-, Rückwärts-Volumen- und Oberflächenmoden schematisch dargestellt. Solche Kurven lassen sich zur Beschreibung der Reflexion und Brechung an Grenzflächen heranziehen. Der Sachverhalt ist in Abbildung 1.15 exemplarisch für Rückwärts-Volumenmoden verdeutlicht. Dieser Spinwellentyp wurde gewählt, da er die Komplexität der Propagation durch unterschiedliche Medien anschaulich zeigt. Die Isofrequenzkurven sind keine Kreise und somit stark anisotrop. Außerdem zeigen hier der Wellenvektor beziehungsweise die Gruppengeschwindigkeit in entgegengesetzte Richtungen. Trifft eine Spinwelle in einer parallel zur Filmebene in x -Richtung magnetisierten

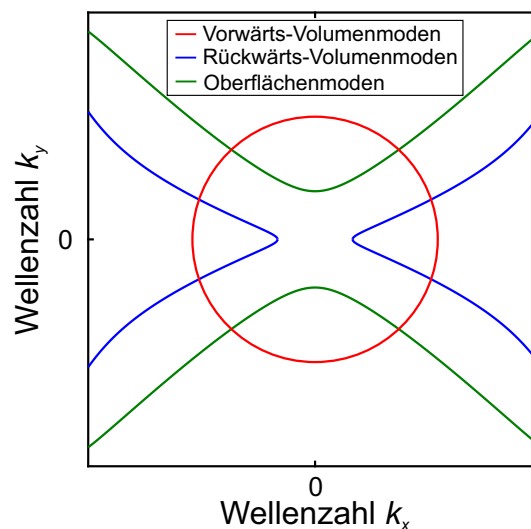


Abbildung 1.14: Schematische Darstellung typischer Isofrequenzkurven der in dieser Arbeit diskutierten Spinwellenmoden. Im Falle der Vorwärts-Volumenmoden sei das externe Magnetfeld in die z -Richtung orientiert. Somit gibt es keine ausgezeichnete Richtung bezüglich der Propagation (isotrop, rote Kurve). Für die anderen beiden Moden (streng anisotrop, blaue und grüne Kurve) zeigt \mathbf{H}_{ext} in die x -Richtung.

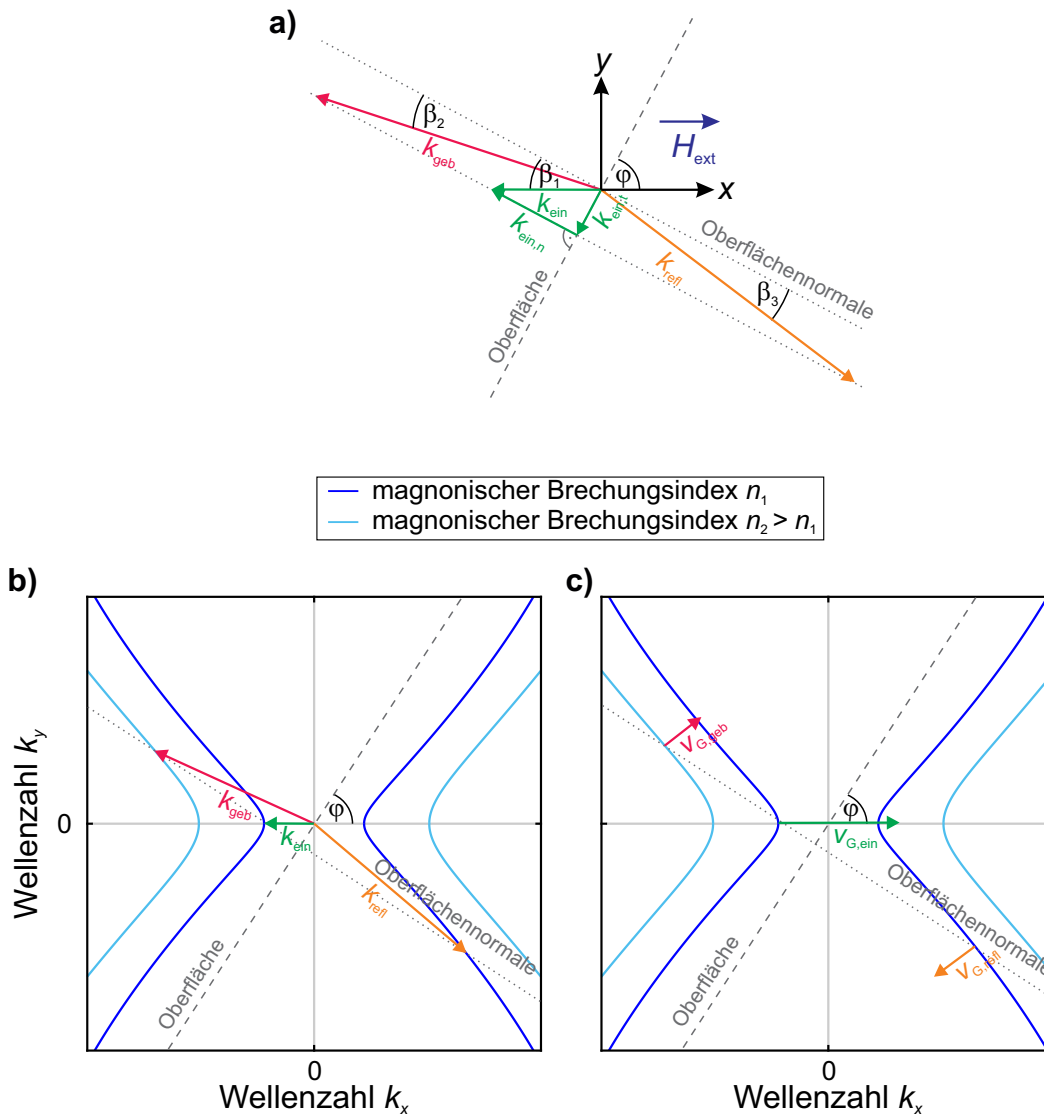


Abbildung 1.15: Reflexion und Brechung von Rückwärts-Volumenmoden im Wellenvektorraum. **a)** Skizze bezüglich der Orientierung des äußeren Feldes und der Wellenvektoren \mathbf{k} der einfallenden (Index „ein“), gebrochenen (Index „geb“) und reflektierten (Index „refl“) Spinwelle an einer um den Winkel ϕ geneigten Grenzfläche. Die Tangentialkomponente der Wellenvektoren bleibt erhalten. Für den Einfallswinkel gilt: $\beta_1 = \frac{\pi}{2} - \phi$. **b)** Grafische Konstruktion von \mathbf{k}_{geb} und \mathbf{k}_{refl} bei gegebenem \mathbf{k}_{ein} . **c)** Zugehörige Gruppengeschwindigkeiten für die in b) dargestellten Wellenvektoren. \mathbf{v}_G steht senkrecht auf der jeweiligen Isofrequenzkurve.

Probe vom Medium mit Brechungsindex n_1 unter dem Winkel β_1 auf ein Medium mit unterschiedlichem Brechungsindex n_2 , so folgt aus den Stetigkeitsbedingungen für elektromagnetische Felder, dass die Tangentialkomponente des Wellenvektors $\mathbf{k}_{\text{ein},t}$ erhalten bleibt [86]. Im \mathbf{k} -Raum bedeutet dies, dass der Endpunkt des Wellenvektors der reflektierten \mathbf{k}_{refl} und der gebrochenen Welle \mathbf{k}_{geb} auf einer Linie zur Oberflächennormalen verlaufen muss ($\mathbf{k}_{\text{ein},t} = \mathbf{k}_{\text{geb},t} = \mathbf{k}_{\text{refl},t}$, siehe Abbildung 1.15a). Die konkrete Position der Wellenvektoren ist des Weiteren gegeben durch

den Schnittpunkt der Oberflächennormalen mit der jeweiligen Isofrequenzkurve des Mediums mit Brechungsindex n_1 beziehungsweise n_2 (siehe Abbildung 1.15b). In Abbildung 1.15c sind die unterschiedlichen Gruppengeschwindigkeiten, die senkrecht auf den Isofrequenzkurven stehen, für die zuvor diskutierten Fälle dargestellt. Es ist zu erkennen, dass bei Reflexion und Brechung die Richtungen der Wellenvektoren und der Gruppengeschwindigkeiten variieren und nicht kollinear verlaufen. Für Oberflächenmoden folgt daher, dass sie nicht in beliebige Richtungen propagieren können. Sie existieren erst ab einem bestimmten kritischen Winkel ϕ_k zwischen der Orientierung des äußeren Magnetfeldes und dem Wellenvektor der Spinwelle [113]:

$$\phi_k = \arctan \left(\sqrt{\frac{H_{\text{ext}}}{M_S}} \right). \quad (1.99)$$

1.6. Magnonische Kristalle und die Transfermatrixmethode

Magnonische Kristalle sind künstlich realisierte Materialien, die in dieser Form nicht in der Natur vorkommen. Die Eigenschaften des Materials werden periodisch modifiziert, sodass die Spinwellen mit der Wellenlänge λ durch fehlende Impedanzanpassung an den Grenzflächen reflektiert werden. Sie superpositionieren mit den einfallenden Teilwellen (siehe Abbildung 1.16a). Bei geeigneter Wahl der Schichtdicken beziehungsweise Gitterkonstanten a des magnonischen Kristalls kann so die Transmission durch diesen unterdrückt werden. Im Frequenzspektrum entstehen Bandlücken – ein Frequenzbereich, in dem die Propagation durch das künstliche Material verboten ist. In den Dispersionsrelationen resultieren somit Bereiche, in denen für eine bestimmte Wellenzahl keine Frequenz definiert ist. In Abbildung 1.16b ist der Sachverhalt für unterschiedliche Spinwellentypen schematisch dargestellt. Durch die Modulation der Materialparameter ändert sich die Dispersionsrelation lokal – und somit ebenfalls der Brechungsindex für Spinwellen (siehe Abschnitt 1.5.1). Vollständige Reflexion tritt auf, falls die Bragg Bedingung $m\lambda = 2a \sin \beta$ für einen eindimensionalen Kristall erfüllt ist ($m \in \mathbb{N}$ ist hier die Beugungsordnung). β ist hier der Winkel zwischen der einfallenden ebenen Welle und der Oberflächentangente (Glanzwinkel). Bei senkrechtem Einfall der Spinwelle ($\beta = 90^\circ$) lassen sich den Bandlücken somit die Wellenvektoren beziehungsweise -zahlen $k_m = m \cdot \frac{\pi}{\lambda}$ zuordnen.

Das Transmissionsspektrum eines magnonischen Kristalls kann mittels Transfermatrizen berechnet werden. Transfermatrizen dienen zur Beschreibung der Propagation von elektromagnetischen Wellen durch Materialien. In Referenz [114] werden solche Matrizen dazu verwendet, um die Bandlücken eines magnonischen Kristalls im Frequenzspektrum von Spinwellen zu analysieren.

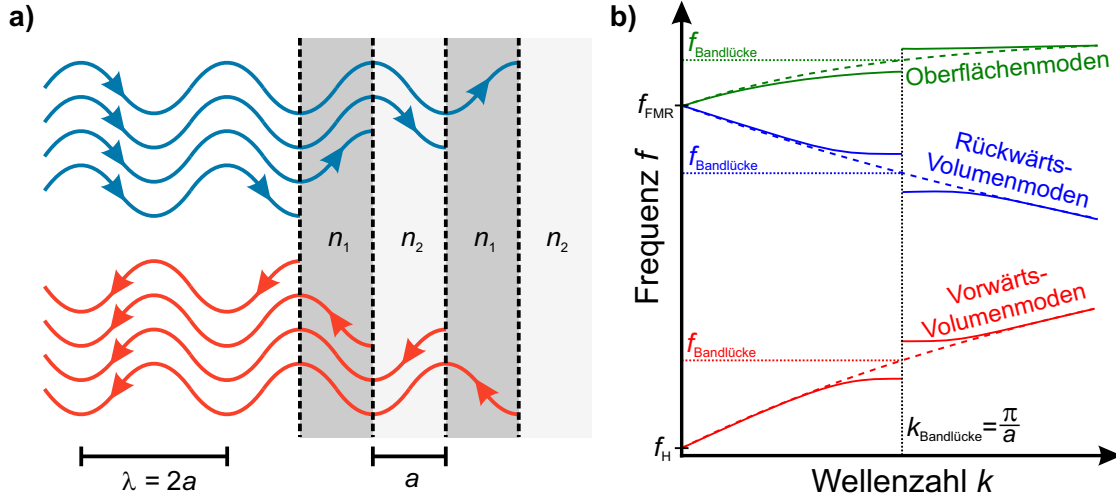


Abbildung 1.16: a) Skizze zur Veranschaulichung der Bragg Streuung beziehungsweise Reflexion bei senkrechtem Einfall einer ebenen Welle (blau) auf einen magnonischen Kristall. Die unterschiedlichen magnonischen Brechungsindizes bewirken eine Fehlanpassung der Impedanz und somit die Reflexion (rot) der Welle an den Grenzflächen. Die Wellenlänge λ der Spinwelle entspricht der doppelten Gitterkonstante a des Kristalls, sodass destruktive Interferenz stattfindet. b) Schematische Darstellung der Dispersionsrelationen unterschiedlicher Spinwellentypen in unstrukturierten Wellenleitern (gestrichelte Linien) und eindimensionalen magnonischen Kristallen (durchgezogene Linien). Die fundamentale Bandlücke befindet sich bei der Wellenzahl $\frac{\pi}{a}$.

Dort wird der magnonische Kristall durch in das Material geätzte Rillen beziehungsweise Änderung der Wellenleiterdicke realisiert, sodass die Modulation der Brechungsindizes abrupt stattfindet. Transfermatrizen können auch verwendet werden, um die Transmission von Spinwellen durch eindimensionale sich stetig ändernde Magnetisierungslandschaften zu berechnen. Hierzu wird das kontinuierliche Magnetisierungsprofil in N kleine Bereiche der Breite Δx mit konstanter Sättigungsmagnetisierung diskretisiert. Für jeden Bereich j lassen sich zwei dazugehörige Transfermatrizen bestimmen:

$$\hat{T}^{(j,1)} = \begin{pmatrix} e^{-k_j \Delta x} & 0 \\ 0 & e^{k_j \Delta x} \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad (1.100)$$

$$\hat{T}^{(j,2)} = \begin{pmatrix} (1 - \Gamma_j)^{-1} & \Gamma_j (1 - \Gamma_j)^{-1} \\ \Gamma_j (1 - \Gamma_j)^{-1} & (1 - \Gamma_j)^{-1} \end{pmatrix}. \quad (1.101)$$

Der Parameter Γ_j ist der Reflexionskoeffizient aus Gleichung (1.94) in Kapitel 1.5.2:

$$\Gamma_j = \frac{k_{j+1} - k_j}{k_{j+1} + k_j}, \quad \text{mit} \quad (1.102)$$

$$k_j = \frac{\omega - \omega_{\text{FMR/H}}}{v_G}. \quad (1.103)$$

Die Wellenzahl k_j berechnet sich in der linearen Approximation ($kd \ll 1$) je nach Spinwellentyp (siehe Kapitel 1.4.2.1, 1.4.2.2 und 1.4.2.3). Die Kreisfrequenz ω sei konstant für alle j . Die Ausbreitung der Spinwelle über die Entfernung Δx mit der Wellenzahl k_j beschreibt $\hat{T}^{(j,1)}$. Reflexionen am nachfolgenden Bereich mit geänderter Sättigungsmagnetisierung, magnonischem Brechungsindex beziehungsweise Wellenzahl ($k_j \rightarrow k_{j+1}$) beinhaltet die Transfermatrix $\hat{T}^{(j,2)}$. Multiplikation aller N Matrizen ergibt die Transfermatrix \hat{T}^{ML} der gesamten Magnetisierungslandschaft

$$\hat{T}^{\text{ML}} = \hat{T}^{(N,1)} \cdot \prod_{j=1}^{N-1} \hat{T}^{(j,2)} \cdot \hat{T}^{(j,1)} . \quad (1.104)$$

Um die Propagation der Spinwelle von links nach rechts zu beschreiben werden die Matrizen von der rechten Seite multipliziert. Im letzten Schritt erfolgt die Multiplikation der Propagationsmatrix $\hat{T}^{(N,1)}$. Der Leistungstransmissionskoeffizient P berechnet sich aus den Diagonalkomponenten von \hat{T}^{ML} :

$$P = \frac{1}{|T_{11}^{\text{ML}}|^2} = \frac{1}{|T_{22}^{\text{ML}}|^2} . \quad (1.105)$$

Üblicherweise wird P in Dezibel angegeben: $P_{\text{dB}} = 10 \log_{10} P$.

KAPITEL 2

Experimentelle und numerische Grundlagen

Nachdem die theoretischen Grundlagen bezüglich Spinwellen hergeleitet und diskutiert wurden, erfolgt in diesem Kapitel die Präsentation der experimentellen Methoden zur Anregung, Detektion und Manipulation der Spinwellenpropagation in der ferrimagnetischen Probe. Außerdem wird die Software MuMax³ vorgestellt, die numerisch zur Analyse der Spinwellenausbreitung in Magnetisierungslandschaften genutzt wird.

2.1. Probenaufbau und -eigenschaften

In diesem Abschnitt soll kurz das Material des Spinwellenleiters vorgestellt werden. Spinwellen legen einen möglichst langen Weg in der Probe zurück, falls die mittlere freie Weglänge beziehungsweise die Propagationslänge $l_{\text{Propagation}}$ im Wellenleiter möglichst groß ist [67]:

$$l_{\text{Propagation}} = v_G \cdot \tau . \quad (2.1)$$

Die Lebensdauer τ eines Magnons folgt aus Gleichung (1.46):

$$\tau = \frac{1}{P_A \alpha 2\pi f} . \quad (2.2)$$

Je kleiner der Dämpfungsparameter α , desto größer ist τ und somit auch $l_{\text{Propagation}}$. Die Frequenz f , die Gruppengeschwindigkeit v_G und der Korrekturfaktor P_A wurden im vorherigen Kapitel eingeführt (Abschnitt 1.3.1 und Kapitel 1.4). Yttrium-Eisen-Granat (englisch: *yttrium iron garnett*, kurz YIG, chemische Formel: $\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12}$) besitzt die kleinste Spinwellendämpfung der bekannten magnetischen Materialien [62, 115], weshalb es in dieser Arbeit verwendet wird. α ist in der Größenordnung 10^{-4} . Spinwellen in YIG können mehrere Millimeter propagieren.

Die für die Spinwellen wichtigen magnetischen Eigenschaften von YIG ergeben sich aus dessen Kristallstruktur, die in Abbildung 2.1 dargestellt ist. Eine Elementarzelle des kubisch-raumzen-

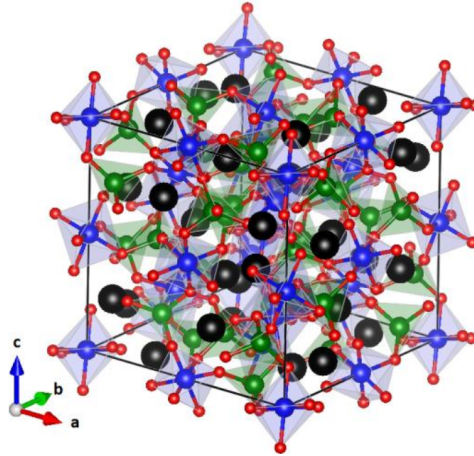


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung einer Einheitszelle von Yttrium-Eisen-Granat. Sie besteht aus einem tetraedrischen (grün) und oktaedrischen (blau) Fe-Untergitter. Yttriumatome sind als schwarze Kugel dargestellt. Sauerstoffatome sind rot markiert. Die Abbildung wurde Referenz [115] entnommen.

trierten Isolators setzt sich aus 8 Formeleinheiten $Y_3^{3+}Fe_2^{3+}Fe_3^{3+}O_{12}^{2-}$ zusammen. Die Elementarzelle besteht aus 160 Atomen mit zwei Untergittern mit jeweils einer 80-atomigen Basis. Drei Fe^{3+} -Ionen sind im oktaedrischen und zwei Fe^{3+} -Ionen im tetraedrischen Untergitter angeordnet. Die entgegengesetzte Orientierung der Dipolmomente beider Subgitter entsteht durch Superaustausch mit den diamagnetischen O^{2-} -Ionen. Y^{3+} ist ebenfalls diamagnetisch, trägt aber nicht zur Magnetisierung bei. Jedes Eisen(III)-Kation besitzt bei $T \approx 0\text{ K}$ das magnetische Dipolmoment $5\mu_B$. Dieser Wert folgt aus den Hundschen Regeln und der Landé-Formel. Durch die unterschiedliche Besetzung der Untergitter mit Fe^{3+} -Ionen handelt es sich bei YIG um einen Ferrimagneten und es entsteht eine Magnetisierung ungleich null. Die Temperaturabhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung für Ferrimagnete wurde in Abschnitt 1.1 erläutert. In Abbildung 2.2 ist diese für Yttrium-Eisen-Granat dargestellt. Die lineare Fitkonstante η in Gleichung (1.7) entspricht $313\text{ AK}^{-1}\text{ m}^{-1}$ für YIG im Temperaturbereich von $T_0 = 298\text{ K}$ bis $T = 395\text{ K}$. Das Material besitzt außerdem eine Curie-Temperatur T_{Curie} von 559 K weit oberhalb der Raumtemperatur [67]. Dadurch ist es für die Erzeugung von Magnetisierungslandschaften mittels Temperaturänderungen geeignet.

Als Substrat dient eine $500\mu\text{m}$ -Schicht aus *Gadolinium-Gallium-Granat* (englisch: *gadolinium gallium garnet*; kurz: GGG; chemische Formel: $Gd_3Ga_5O_{12}$). Die Herstellung der Proben erfolgt durch Flüssigphasenepitaxie [116]. Die Gitterkonstante von GGG ($12,383\text{ \AA}$ [117]) entspricht annähernd der von YIG ($12,376\text{ \AA}$ [67]), sodass ein optimaler Aufwuchsprozess möglich ist. Im Fabrikationsprozess entsteht auf beiden Seiten des Substrats Yttrium-Eisen-Granat. Durch Polieren können nach der Fertigung des Materials auch einseitig beschichtete Proben erzeugt werden.

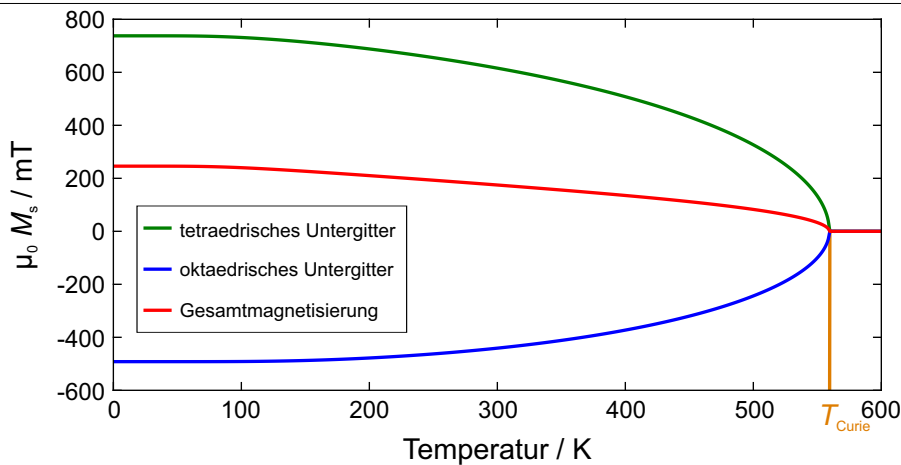


Abbildung 2.2: Temperaturabhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung für Yttrium-Eisen-Granat. Die grüne (blaue) Kurve wurde für das tetraedrische (oktaedrische) Untergitter berechnet. Die rote Kurve entspricht der Summe der beiden Subgitter. Die Curie-Temperatur (orange) beträgt 559 K.

Alternativ lässt sich eine YIG Schicht mittels Orthophosphorsäure entfernen [118]. Die hier untersuchten Proben wurden von *Innovent e.V.* in Jena hergestellt.

Eine Erhöhung der Temperatur ändert die Eigenschaften des Elektronensystems des Kristalls und modifiziert daher die Sättigungsmagnetisierung. Eine Möglichkeit Wärmeenergie in das System zu bringen ist die Absorption von elektromagnetischer Strahlung im optischen Spektralbereich. Zur Untersuchung der Absorption der Probe diente das Fourier-Transformations-Infrarotspektrometer *Vertex 70v* der Firma *Bruker*. Die experimentell bestimmten Spektren einer Proben der Dicke $6,6\mu\text{m}$ sind in Abbildung 2.3 dargestellt. Der Absorptionsgrad des $500\mu\text{m}$ dicken GGG

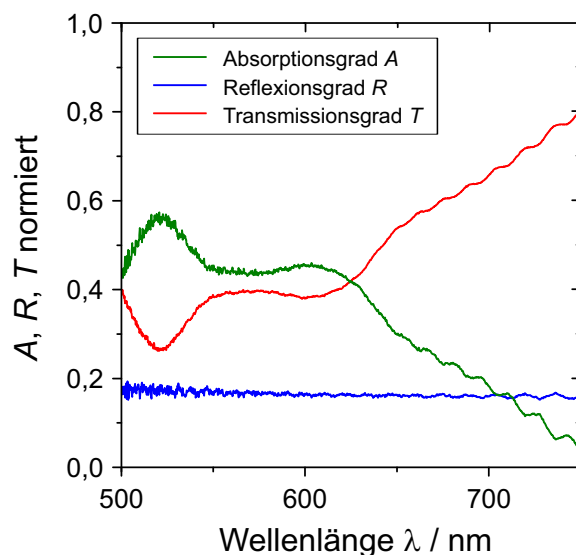


Abbildung 2.3: Experimentell bestimmte Reflexions- und Transmissionsspektren sowie das daraus berechnete Absorptionsspektrum von YIG ($A = 1 - R - T$). Die Schichtdicke der Probe beträgt $6,6\mu\text{m}$. Auf das $500\mu\text{m}$ GGG Substrat wurde referenziert.

2.1 Probenaufbau und -eigenschaften

Substrats wurde ebenfalls bestimmt und als Offset berücksichtigt. Gadolinium-Gallium-Granat absorbiert circa 10% des Lichtes über den gesamten optischen Spektralbereich [P2]. Es ist zu erkennen, dass im grünen Spektralbereich ein Maximum bezüglich der Absorption existiert. Zu höheren Wellenlängen wird das Material zunehmend transparenter. Aus der Literatur ist bekannt, dass YIG im UV Bereich die stärkste Absorption zeigt [62]. Dieser Spektralbereich konnte mit dem Spektrometer nicht aufgenommen werden, da der zur Verfügung stehende Silizium Detektor erst ab 500 nm spezifiziert ist. Zur Durchführung der Experimente in dieser Arbeit stand ein Laser mit $\lambda = 532\text{ nm}$ zum Erwärmen der Probe zur Verfügung. Bei dieser Wellenlänge beträgt der Absorptionsgrad $A = 0,53$ für einen $6,6\ \mu\text{m}$ dicken YIG Film. Neben dieser Probe wurde auch eine weitere mit $5\ \mu\text{m}$ Schichtdicke untersucht. Für diese ist $A = 0,44$. Die zugehörigen Spektren sind der Diplomarbeit des Autors zu entnehmen [P2]. Es werden circa 30% des einfallenden Lichts durch das GGG/YIG Mehrschichtsystem transmittiert. Durch Verwendung eines schwarzen Lackes als Absorber, der eine höhere Wärmekapazität und geringere Wärmeleitfähigkeit als YIG besitzt, kann dieser Anteil zusätzlich zur Temperaturerhöhung der Probe verwendet werden. Die Lackschicht wurde mit einem Pinsel aufgetragen und besitzt eine Dicke von ungefähr $50\ \mu\text{m}$. Das Polymer besteht aus Nitrocellulose, Acryl und Kohlenstoff Nanopartikeln (Farbindex 77266, CAS-Nummer 1333-86-4). Ein solcher Absorber besitzt eine um eine Größenordnung geringere Wärmeleitfähigkeit als YIG [119]. Daher wird das Temperaturprofil im magnetischen Film hauptsächlich durch die Intensitätsverteilung und Absorption an der YIG/Absorber Grenzfläche erzeugt. Die thermische Ausdehnung des Polymers und somit die Magnetostriktion ist zu vernachlässigen [P1]. Ebenfalls vernachlässigbar sind photomagnetische Effekte, die durch die Anisotropie photosensitiver Fremdatome in ionenimplantierten Proben entstehen [120].

Zur Erhöhung der Temperatur $T(\mathbf{r}, t)$ der Probe ist neben dem Absorptionsgrad A und der Wärmeleitfähigkeit Λ auch die spezifische Wärmekapazität C_V relevant. Die zugeführte Energie pro Zeit $\dot{Q}(\mathbf{r}, t)$ verteilt sich aufgrund der Wärmeleitung in homogenen Festkörpern gemäß der Wärmeleitungsgleichung (ρ : Dichte) [121]

$$\rho C_V \cdot \frac{\partial T(\mathbf{r}, t)}{\partial t} - \Lambda \cdot \Delta T(\mathbf{r}, t) = \dot{Q}(\mathbf{r}, t) \quad (2.3)$$

in der Probe. Diese gibt die Wärme an die Umgebung durch Kontakt zu Wärmesenken und durch Wärmestrahlung ab. Bei konstanter Intensität des Lasers stellt sich nach einer gewissen Zeit eine Sättigung der Temperatur ein. Um einen hohen Kontrast des Temperaturprofils zu erhalten, sollte die Wärmeleitfähigkeit und die Zeitspanne des Energieeintrags möglichst gering sein. Alle in dieser Arbeit relevanten Materialparameter von YIG sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst.

Tabelle 2.1: Parametertabelle der Yttrium-Eisen-Granat Probe [67].

Probenstruktur und -eigenschaften	Parameter	Wert und Einheit
gesamte Sättigungsmagnetisierung ($T = 298\text{ K}$)	M_S	$140 \frac{\text{kA}}{\text{m}}$
gesamte Sättigungsmagnetisierung ($T \approx 0\text{ K}$)	M_{max}	$196 \frac{\text{kA}}{\text{m}}$
Curie-Temperatur	T_C	559 K
Gilbert-Dämpfungskonstante [122, 123]	α	$(0,4 - 2,0) \times 10^{-4}$
Austausch-Steifigkeit	λ_{aus}	280 nm^2
Gitterkonstante	a	$12,376 \text{ \AA}$
Schichtdicke	d	5,0 & 6,6 μm
Dichte ($T = 298\text{ K}$)	ρ	$5172 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}$
spezifische Wärmekapazität [124]	C_V	$1,15 \frac{\text{kJ}}{\text{kg K}}$
Wärmeleitfähigkeit ($T = 298\text{ K}$) [125]	Λ	$7,4 \frac{\text{W}}{\text{m K}}$
Absorptionsgrad ($\lambda = 532\text{ nm}$ und $d = 5,0\mu\text{m}$) [P2]	A	0,44
Absorptionsgrad ($\lambda = 532\text{ nm}$ und $d = 6,6\mu\text{m}$)	A	0,53
oktaedrisches Untergitter		
Gesamtdrehimpulsquantenzahl	J_a	$\frac{5}{2}$
Sättigungsmagnetisierung ($T \approx 0\text{ K}$)	$M_{a,max}$	$391,5 \frac{\text{kA}}{\text{m}}$
atomares Dipolmoment ($T \approx 0\text{ K}$)	$ \mu_{a,max} $	$4,64 \times 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{T}}$
tetraedrisches Untergitter		
Gesamtdrehimpulsquantenzahl	J_b	$\frac{5}{2}$
Sättigungsmagnetisierung ($T \approx 0\text{ K}$)	$M_{b,max}$	$587,2 \frac{\text{kA}}{\text{m}}$
atomares Dipolmoment ($T \approx 0\text{ K}$)	$ \mu_{b,max} $	$4,64 \times 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{T}}$
Molekularfeldkonstanten		
oktaedrische Molekularfeldkonstante	η_{aa}	735,84
tetraedrische Molekularfeldkonstante	η_{bb}	344,59
Molekularfeldkonstante zwischen n.N.	$\eta_{ab} = \eta_{ba}$	1100,3

2.2. Anregungs- und Detektionsantennen für Spinwellen

Zur Untersuchung der Propagation von Spinwellen müssen diese zunächst angeregt und anschließend detektiert werden. Die resonante Anregung von Spinwellen kann zum Beispiel durch dynamische Magnetfelder stromdurchflossener elektrischer Leiter [126, 127], der Magnetfeldkomponente von Mikrowellenstrahlung [128], thermisch durch Änderung der magnetischen Anisotropie [33, 129], optisch mittels des inversen Faraday Effekts [130–132], durch Nanooszillatoren [133] oder polarisierten Spinströmen [134, 135] erfolgen. In dieser Arbeit werden von Strom durchflossene Mikrostreifenantennen aus Kupfer verwendet, die dynamische Oerstedfelder $\mathbf{h}_{\text{ext}}(\mathbf{r}, t)$ erzeugen. Typische Wechselströme zur resonanten Anregung der Spinwellen liegen im Gigahertz-Bereich (Mikrowellenströme). Zur Berechnung des Anregungsfeldes muss für solch hohe Frequenzen der Skin-Effekt berücksichtigt werden [86]. Der Strom $I(\mathbf{r}, t)$ beziehungsweise die Stromdichte $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ fällt exponentiell zum Leiterinneren ab (siehe Abbildung 2.4a). Die Stromverteilung kann näherungsweise durch eine homogene Stromdichte an der Oberfläche beschrieben werden. Im Bereich der Oberfläche bis zur Eindringtiefe δ ist j konstant (siehe Abbildung 2.4b). Innerhalb des Leiters fließt hingegen kein Strom. Die Eindringtiefe ist abhängig von der Kreisfrequenz ω , der

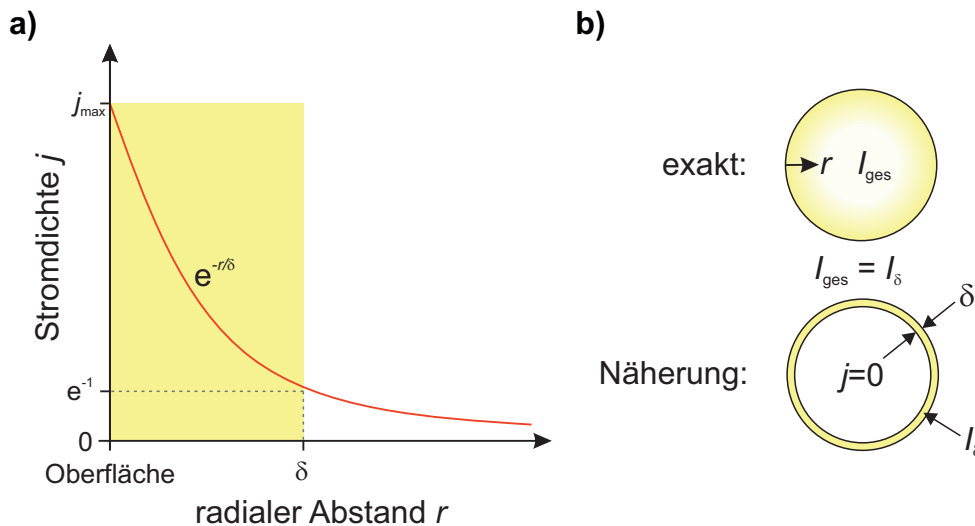


Abbildung 2.4: a) Schematische Darstellung des Skin-Effekts mit exponentiellem Stromdichteabfall zum Leiterinneren hin. δ bezeichnet die Länge auf der die Stromdichte j auf $\frac{1}{e}$ der maximalen Stromdichte an der Oberfläche j_{max} abgefallen ist. b) Hochfrequente Wechselfelder verursachen die Verdrängung des Stromflusses aus dem Leiterinneren an die Leiteroberfläche. Im Leiterinneren ist der Strom gleich null. In guter Näherung entspricht die Stromstärke I_δ im Randbereich mit der Eindringtiefe δ dem Gesamtstrom I_{ges} .

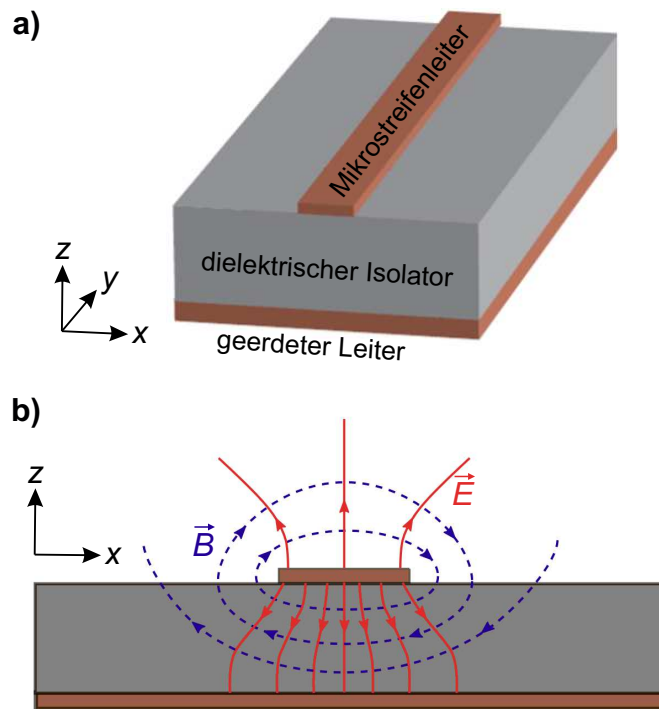


Abbildung 2.5: a) Schematische Darstellung eines Mikrostreifenleiters beziehungsweise einer Mikrostreifenantenne. b) Querschnitt der Leiteranordnung in a). Die elektrischen Feldlinien \vec{E} (rot) konzentrieren sich im Isolator zwischen den Leitern. Die Magnetfeldlinien \vec{B} (blau) umgeben den stromführenden Leiter. Die Abbildung stammt aus [136] und wurde farblich angepasst.

Permeabilität $\mu = \mu_0 \mu_r$, und dem spezifischen Widerstand ρ_{el} des Leiters [86]:

$$\delta = \sqrt{\frac{2\rho_{el}}{\omega\mu}}. \quad (2.4)$$

Für elektrische Leiter aus Kupfer ist $\mu_r \approx 1$ und $\rho_{el} = 1,7 \times 10^{-8} \Omega \text{m}$ [86]. Die Eindringtiefe δ entspricht somit ungefähr 784 nm bei einer Frequenz von 7 GHz. Mikrostreifenantennen zeichnen sich dadurch aus, dass neben dem stromdurchflossenen rechteckigen Leiter eine zusätzliche geerdete Schicht existiert. Beide metallische Leiter sind durch ein Dielektrikum voneinander getrennt (siehe Abbildung 2.5a). Durch diese Anordnung kann das elektromagnetische Feld geführt werden. Im Zentrum der Antenne breitet sich in guter Näherung eine transversalelektromagnetische Welle (TEM-Welle) zwischen den Leitern aus (siehe Abbildung 2.5b). Der Stromfluss im Mikrostreifenleiter erzeugt ein Magnetfeld, das zur Anregung von Spinwellen genutzt werden kann. Die Einspeisung der Anregungssignale in die Mikrostreifenantenne erfolgte mit SMA-Kabeln und -Steckverbinder, die eine Impedanz von 50Ω aufweisen. Die Planung und das Design der Antennen musste daher so gestaltet werden dass eine möglichst gute beziehungsweise reflexionsfreie Einkopplung der Mikrowellenströme gewährleistet war (Impedanzanpassung). Diesbezüglich wur-

gezogen:

$$\sum_i I_i = 0 \quad (\text{Knotenregel}) \quad \text{und} \quad \sum_i \Delta U_i = U_0 \quad (\text{Maschenregel}). \quad (2.5)$$

Für die jeweiligen Stromstärken folgt hieraus nach kurzer, trivialer Rechnung:

$$I_1 = I_2 \quad , \quad I_3 = I_4 \quad , \quad \text{sowie} \quad I_1 = \frac{F_1}{F_3} I_3 . \quad (2.6)$$

Für die Stromdichten $j_i = \frac{I_i}{F_i}$ gilt daher:

$$j_1 = j_2 = j_3 = j_4 \quad , \quad \text{beziehungsweise} \quad j_i = j_\delta = \frac{I_\delta}{\sum_{i=1}^4 F_i} . \quad (2.7)$$

Das Magnetfeld der gesamten Anordnung $\mathbf{h}_0(\mathbf{r})$ ergibt sich also als Summe der Magnetfelder der einzelnen Leiter $\mathbf{h}_0^{(i)}(\mathbf{r}_i)$ mit konstanter Stromdichte j_δ :

$$\mathbf{h}_0(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^4 \mathbf{h}_0^{(i)}(\mathbf{r}_i) . \quad (2.8)$$

Der nachfolgende Formalismus zur Beschreibung von $\mathbf{h}_0^{(i)}(\mathbf{r})$ für rechteckige Leiter mit räumlich homogener Stromdichte beruht auf den Quellen [93] und [137]. In Abbildung 2.7 ist schematisch der Querschnitt durch eine Zone in Abbildung 2.6 mit $j_\delta = \text{konstant}$ gezeigt. Die Breite (Höhe) des i -ten Leiters ist $2b_i$ ($2a_i$). Zur Berechnung der Feldverteilung dient das Biot-Savart-Gesetz.

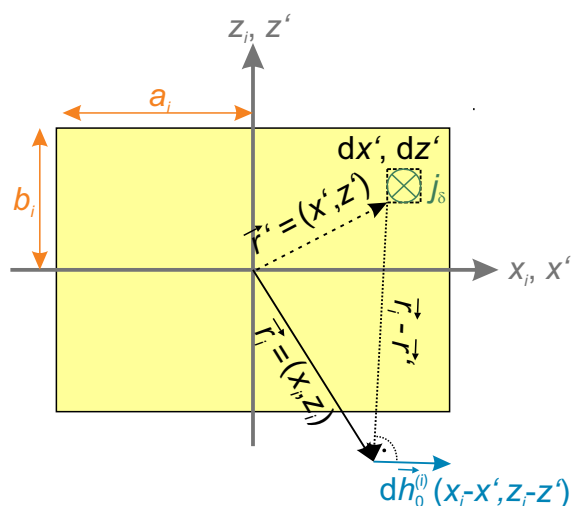


Abbildung 2.7: Skizze zur Herleitung des Oerstedfeldes $\mathbf{h}_0^{(i)}(\mathbf{r}_i)$ eines einzelnen stromdurchflossenen Leiters mit Index i aus Abbildung 2.6.

2.2 Anregungs- und Detektionsantennen für Spinwellen

Die Stromdichte im infinitesimalen Stück des Querschnitts des i -ten Leiters am Ort \mathbf{r}' erzeugt am Ort \mathbf{r}_i das Oerstedfeld $d\mathbf{h}_0^{(i)}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}')$:

$$d\mathbf{h}_0^{(i)}(x_i - x', z_i - z') = \frac{j\delta}{2\pi\sqrt{(x_i - x')^2 + (z_i - z')^2}} \mathbf{e}_\phi(x_i - x', z_i - z') dx' dz'. \quad (2.9)$$

Hier ist $\mathbf{e}_\phi(x_i - x', z_i - z') = \left(-\frac{z_i - z'}{\sqrt{(x_i - x')^2 + (z_i - z')^2}}, \frac{x_i - x'}{\sqrt{(x_i - x')^2 + (z_i - z')^2}} \right)^T$ der azimutale Basisvektor in Polarkoordinaten. $d\mathbf{h}_0^{(i)}$ steht also senkrecht auf dem Vektor $\mathbf{r}_i - \mathbf{r}'$. Durch Integration der Gleichung (2.9) über die Querschnittsfläche folgt das Anregungsfeld in x -Richtung:

$$h_{0,x}^{(i)}(x_i, z_i) = -\frac{I_i}{8\pi a_i b_i} \left\{ (a_i - x_i) \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{(b_i - z_i)^2 + (a_i - x_i)^2}{(a_i - x_i)^2 + (b_i + z_i)^2} \right) + \frac{b_i - z_i}{a_i - x_i} \arctan \left(\frac{a_i - x_i}{b_i - z_i} \right) + \frac{b_i + z_i}{a_i - x_i} \arctan \left(-\frac{a_i - x_i}{b_i + z_i} \right) \right] + (a_i + x_i) \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{(b_i - z_i)^2 + (a_i + x_i)^2}{(a_i + x_i)^2 + (b_i + z_i)^2} \right) - \frac{b_i - z_i}{a_i + x_i} \arctan \left(-\frac{a_i + x_i}{b_i - z_i} \right) - \frac{b_i + z_i}{a_i + x_i} \arctan \left(\frac{a_i + x_i}{b_i + z_i} \right) \right] \right\}, \quad (2.10)$$

mit dem im Querschnitt des i -ten Leiters fließenden Gesamtstrom $I_i = 4j\delta a_i b_i$. Das Feld in z -Richtung berechnet sich analog zu:

$$h_{0,z}^{(i)}(x_i, z_i) = \frac{I_i}{8\pi a_i b_i} \left\{ (b_i - z_i) \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{(b_i - z_i)^2 + (a_i - x_i)^2}{(a_i + x_i)^2 + (b_i - z_i)^2} \right) + \frac{a_i - x_i}{b_i - z_i} \arctan \left(\frac{b_i - z_i}{a_i - x_i} \right) + \frac{a_i + x_i}{b_i - z_i} \arctan \left(-\frac{b_i - z_i}{a_i + x_i} \right) \right] + (b_i + z_i) \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{(a_i - x_i)^2 + (b_i + z_i)^2}{(a_i + x_i)^2 + (b_i + z_i)^2} \right) - \frac{a_i - x_i}{b_i + z_i} \arctan \left(-\frac{b_i + z_i}{a_i - x_i} \right) - \frac{a_i + x_i}{b_i + z_i} \arctan \left(\frac{b_i + z_i}{a_i + x_i} \right) \right] \right\}. \quad (2.11)$$

In Abbildung 2.8a sind die x - und z -Komponente des Oerstedfeldes \mathbf{h}_0 aus Gleichung 2.8 gezeigt. Die Leiteranordnung im Experiment ist $17,5\mu\text{m}$ hoch und $w_0 = 50\mu\text{m}$ breit. Die Feldstärke wurde sowohl im Abstand Δz von 100nm als auch $5\mu\text{m}$ zur Oberfläche des Mikrostreifenleiters in z -Richtung berechnet (innerhalb der Probe, nahe an deren Oberfläche, siehe Abbildung 2.6). An den äußeren Ecken des Leitersystems weist die Komponente $h_{0,x}$ zwei Maxima auf ($x \approx \pm 24\mu\text{m}$). Diese sind auf die Stromverdrängung durch den Skin-Effekt zurückzuführen. Dazwischen bildet

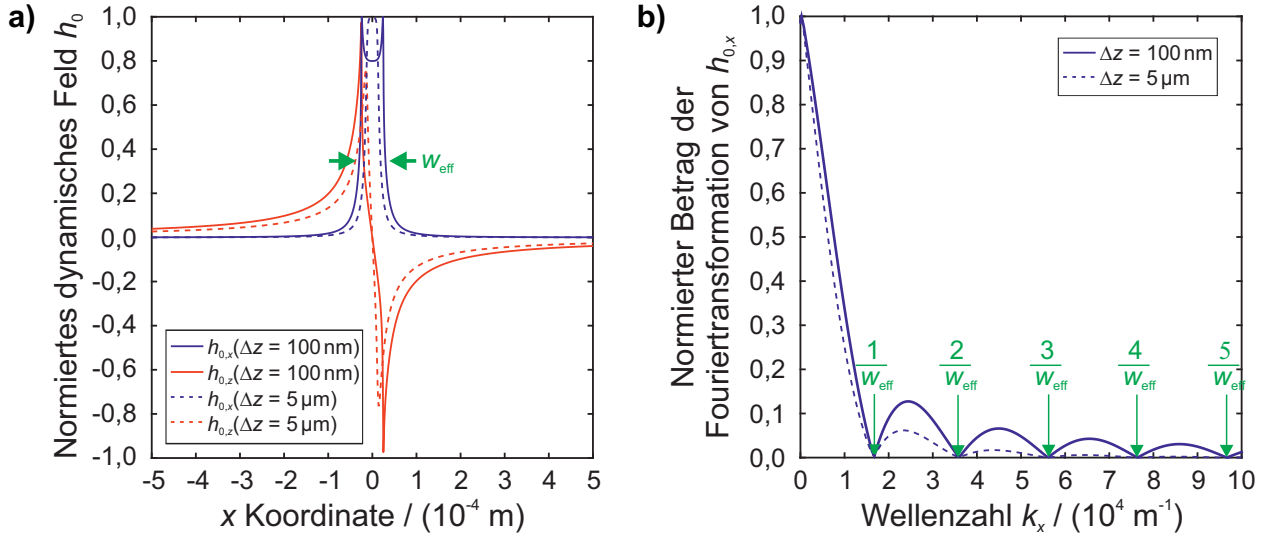


Abbildung 2.8: **a)** Berechnung der x - (blau) und z -Komponente des Oerstedfeldes der Leiterkonfiguration in Abbildung 2.6 für unterschiedliche Abstände Δz (vergleiche Abbildung 2.6). h_x kann durch eine Rechteckfunktion mit der effektiven Breite w_{eff} angenähert werden. **b)** Fouriertransformation des in a) dargestellten Anregungsfeldes $h_{0,x}$. Die Kurve entspricht qualitativ der einer $|\text{sinc}|$ -Funktion. Die lokalen Minima befinden sich bei ganzzahligen Vielfachen von $\frac{1}{w_{\text{eff}}}$. Die Fouriertransformation der z -Komponente stimmt mit der abgebildeten Kurve überein und wurde daher nicht geplottet.

sich ein Bereich mit annähernd konstanter Feldstärke aus. Außerhalb des Leiters fällt $h_{0,x}$ stark ab. Die Feldkomponente in x -Richtung besitzt außerdem unabhängig vom Ort immer das gleiche Vorzeichen. Die Komponente $h_{0,z}$ weist ein gegensätzliches Verhalten auf. An den Rändern des Leiters existieren zwei Extrema mit unterschiedlichem Vorzeichen. Dies entspricht einem Phasensprung von π bei $x = 0$. Die Fouriertransformation von $\mathbf{h}_0(\mathbf{r})$ (Abbildung 2.8b) beschreibt die Wellenvektoren, die durch einen solchen Leiter angeregt werden können. Näheres hierzu wird am Ende dieses Kapitels ausgeführt. Die Feldverteilung in a) kann durch eine Rechteckfunktion mit der effektiven Breite $w_{\text{eff}} \approx 58 \mu\text{m}$ angenähert werden, sodass der Betrag der Transformation annähernd einer $|\text{sinc}|$ -Funktion entspricht.

Die magnetische Feldverteilung für unterschiedlich breite Mikrostreifenleiter wurde im Rahmen der Masterarbeit von Rick Aßmann [138] unter der Betreuung des Autors mit *CST Microwave Studio* numerisch berechnet. Das Programm löst die Maxwell-Gleichungen mit vorgegebenen Randbedingungen mittels der Finite-Elemente-Methode. Die Simulationsergebnisse als auch die Fouriertransformation des Anregungsfeldes sind in Abbildung 2.9 geplottet. Der Vergleich mit Abbildung 2.8 zeigt, dass das stark vereinfachte Modell der Leiteranordnung in Abbildung 2.6a zur qualitativen Beschreibung von Mikrostreifenantennen herangezogen werden kann. Quantitative Abweichungen, wie die stärker ausgeprägten Maxima oder der Vorzeichenwechsel des Feldes

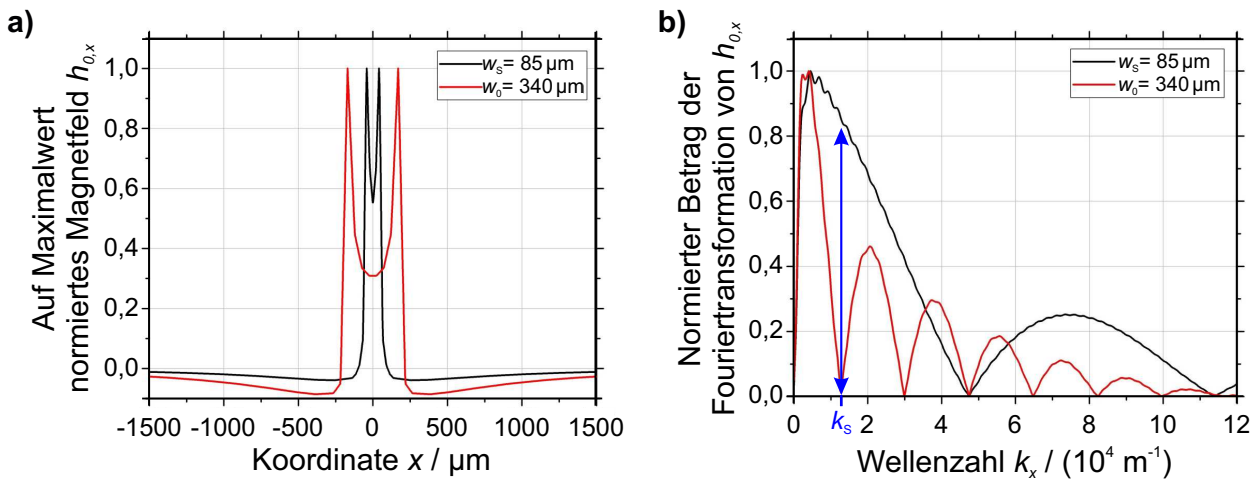


Abbildung 2.9: a) Magnetische Feldstärke $h_{0,x}$ als Funktion der x -Koordinate für Mikrostreifenantennen der Breiten $w_0 = 340\mu\text{m}$ und $w_s = 85\mu\text{m}$ im Abstand $\Delta z = 9\mu\text{m}$ zur Antennenoberfläche in z -Richtung. b) Der Betrag der Fouriertransformation der Kurven in a) ist gezeigt. Für die Wellenzahl $k_s = 1,25 \times 10^4 \text{m}^{-1}$ ist der Unterschied beider Kurven maximal. Die Abbildungen wurden der Masterarbeit von Rick Aßmann entnommen [138].

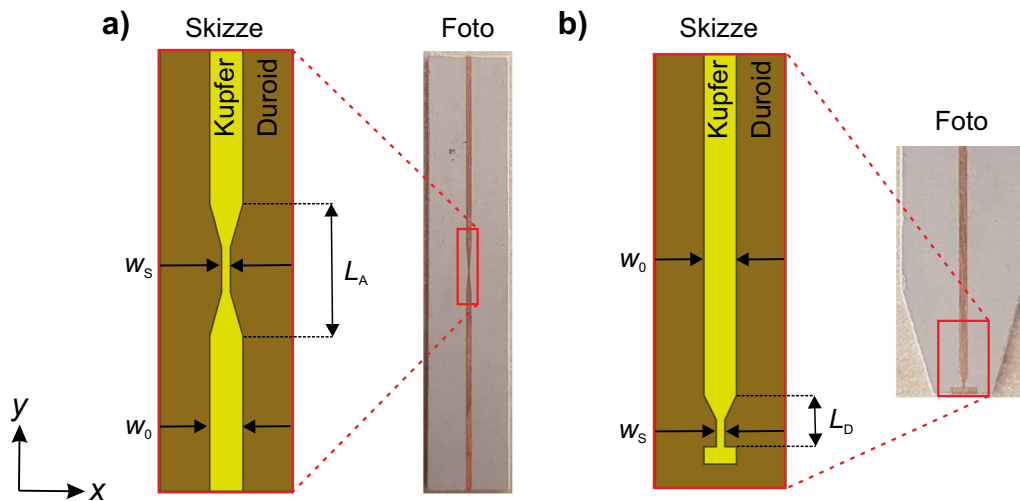


Abbildung 2.10: Schematische Darstellung und Fotografien verjüngter Mikrostreifenleiter (Reduktion der Leiterbreite von w_0 auf w_s) zur Anregung von Spinwellenstrahlen (a) und Detektion dieser (b). Die räumliche Ausdehnung der Verjüngung L_A beziehungsweise L_D bestimmt den Anregungs- beziehungsweise Detektionsbereich (Abbildung aus [138], modifiziert).

außerhalb der effektiven Breite, sind sowohl auf die größeren Antennenabmessungen als auch den Einfluss von Duroid® und des geerdeten Leiters zurückzuführen. In Abbildung 2.9b ist zu erkennen, dass bei geschickter Wahl der Leiterbreite eine Wellenzahl k_S existiert, bei der die Fouriertransformation des Magnetfeldes des einen Wellenleiters verschwindet, wohingegen der Wert für die zweite Breite stark von null abweicht. Für Mikrostreifenleiter mit einer entsprechenden Verjüngung der Leiterbahn – wie in Abbildung 2.10 gezeigt – ist so eine lokale Anregung von Spinwellenstrahlen möglich. Dieses Konzept wurde erstmals in den theoretischen Überlegungen von Gruszecki *et al.* für koplanare Wellenleiter vorgestellt [127]. In der Masterarbeit von Rick Aßmann wurde es mit Hilfe des Autors auf Mikrostreifenleiter übertragen und im Labor umgesetzt. Die experimentellen Ergebnisse werden in dieser Arbeit kurz in Abschnitt 3.3.1 diskutiert. Das Konzept der lokalen Anregung lässt sich auch umkehren, das heißt zur Detektion von Spinwellen mit einer bestimmten Wellenzahl nutzen. Die räumliche Abmessung der Verjüngung definiert sowohl die Strahlbreite (L_A) als auch das Auflösungsvermögen bezüglich der Detektion (L_D). Am Ende dieses Abschnitts soll nun die Anregungs- beziehungsweise Detektionseffizienz Ξ von Spinwellen diskutiert werden. Sie lässt sich definieren als [93]:

$$\Xi = \frac{|\mathbf{m}_0|}{|\mathbf{m}_0|_{\max}} . \quad (2.12)$$

Das räumliche Profil der dynamischen Magnetisierung $\mathbf{m}_0(\mathbf{r})$ ist durch das Anregungsfeld des Leiters $\mathbf{h}_0(\mathbf{r})$, dem dipolaren Entmagnetisierungsfeld der Spinwelle $\mathbf{h}_{\text{ent}}(\mathbf{r})$ und dem Polder-Suszeptibilitäts-Tensor $\hat{\chi}(\mathbf{r}, \omega)$ gegeben [126]:

$$\mathbf{m}_0(\mathbf{r}) = \hat{\chi}(\mathbf{r}, \omega) [\mathbf{h}_0(\mathbf{r}) + \mathbf{h}_{\text{ent}}(\mathbf{r})] . \quad (2.13)$$

Die Spinwelle verursacht durch die dynamische Magnetisierung $\mathbf{m}_0(\mathbf{r})$ lokale Inhomogenitäten der Magnetisierung \mathbf{M} , wodurch das Entmagnetisierungs- beziehungsweise das dipolare Streufeld $\mathbf{h}_{\text{ent}}(\mathbf{r})$ entsteht. Es kann mittels einer magnetostatischen tensoriellen Greenschen Funktion $\hat{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ beschrieben werden (siehe Abschnitt 1.2.2 und Referenz [126]):

$$\mathbf{h}_{\text{ent}}(\mathbf{r}) = \int_{V'} \hat{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \mathbf{m}_0(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' . \quad (2.14)$$

Je nach Spinwellentyp müssen nun unterschiedliche Fälle diskutiert werden. Der Ortsvektor \mathbf{r} sei innerhalb des Spinwellen-Wellenleiters. Die Grundlage der nachfolgenden Betrachtung sind die Referenzen [93], [126], [138] und [139].

2.2 Anregungs- und Detektionsantennen für Spinwellen

Fall 1 – Rückwärts-Volumenmoden:

Orientiert sich das externe statische Magnetfeld entlang der x -Achse, so besitzt die dynamische Magnetisierung eine y - und eine z -Komponente an die das externe dynamische Anregungsfeld koppeln kann. Aus Symmetriegründen besitzt $\mathbf{h}_0(\mathbf{r})$ eine x - und eine z -Komponente. Daher kann lediglich $h_{0,z}(x,z)$ Spinwellen anregen. In dieser Geometrie ist \mathbf{m}_0 außerdem von der Modenzahl n_w bezüglich der Wellenleiterbreite w abhängig. Es gilt:

$$|\mathbf{m}_0^{n_w}(\mathbf{r}, k_x)| \propto \mathfrak{h}_{y,z}^{n_w}(\mathbf{r}) \cdot \mathfrak{h}_z(k_x) . \quad (2.15)$$

Der erste Faktor lässt sich durch das mit dem Modenprofil bezüglich der Wellenleiterbreite gewichtete Anregungsfeld annähern:

$$\mathfrak{h}_{y,z}^{n_w}(\mathbf{r}) = \frac{2}{w} \int_{-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} h_{0,z}(\mathbf{r}) \sin\left(\frac{n_w \pi}{w} \left(y + \frac{w}{2}\right)\right) dy \quad (2.16)$$

$$\approx \frac{h_{0,z}(x,z)}{n_w} \left[\cos\left(\frac{n_w \pi}{w} \left(y + \frac{w}{2}\right)\right) \right]_{-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} \quad (2.17)$$

$$= \begin{cases} 0 & , \text{ falls } n_w \text{ gerade} \\ \frac{h_{0,z}(x,z)}{n_w} & , \text{ falls } n_w \text{ ungerade} \end{cases} \quad (2.18)$$

$$\stackrel{n_w=1}{=} h_{0,z}(x,z) . \quad (2.19)$$

Für die hier relevanten Grundmode ($n_w = 1$) entspricht $\mathfrak{h}_{y,z}$ der z -Komponente des Anregungsfeldes. Der zweite Faktor in Gleichung 2.15 ist

$$\mathfrak{h}_z(k_x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} h_{0,z}(x,z) e^{ik_x x} dx , \quad (2.20)$$

was der Fouriertransformation $\mathcal{F}[h_{0,z}]$ entspricht. Für Rückwärts-Volumenmoden folgt nun

$$|\mathbf{m}_0(x,z,k_x)| \propto h_{0,z}(x,z) \cdot \mathfrak{h}_z(k_x) , \quad (2.21)$$

sodass für die Anregungseffizienz gilt:

$$\Xi(x,z,k_x) = \frac{|h_{0,z}(x,z) \cdot \mathfrak{h}_z(k_x)|}{|h_{0,z} \cdot \mathfrak{h}_z|_{\max}} \quad (2.22)$$

$$= \underbrace{\frac{|h_{0,z}(x,z)|}{|h_{0,z}|_{\max}}}_{\text{normierte Feldverteilung}} \cdot \underbrace{\frac{|\mathfrak{h}_z(k_x)|}{|\mathfrak{h}_z|_{\max}}}_{\text{normiertes Anregungsspektrum}} . \quad (2.23)$$

Die Anregungseffizienz ist somit gegeben durch die relative Position der Probe zur Antenne als auch zum normierten Betrag der Fouriertransformation der relevanten Komponente des Anregungsfeldes (siehe Abbildungen 2.8 und 2.9).

Fall 2 – Oberflächenmoden:

Falls der Wellenleiter entlang der kurzen Achse des Wellenleiters in y -Richtung magnetisiert ist und die Spinwelle in x -Richtung propagiert, handelt es sich gemäß Abschnitt 1.4.2.3 um Oberflächenmoden. Die dynamische Magnetisierung präzediert in der x - z -Ebene. Daher kann sowohl $h_{0,x}$ als auch $h_{0,z}$ zur Anregung beitragen. Dies verkompliziert die Betrachtung der Spinwellenanregung immens. Zum einen führen die Nebendiagonalelemente des Polder-Suszeptibilitäts-Tensors in Gleichung 2.13 zu einer wechselseitigen Abhängigkeit der x - und z -Komponenten von \mathbf{m}_0 und \mathbf{h}_0 . Außerdem sind die Felder $h_{0,x}$ und $h_{0,z}$ räumlich unterschiedlich ausgeprägt. Zusätzlich ist zu beachten, dass die Elemente des Tensors in Gleichung 2.14 verschiedene vom Wellenvektor abhängige Greensche Funktionen sind. Gemäß Referenz [126] kann unter Ausnutzung von $\mathfrak{h}_z(k_x) = -i \operatorname{sign}(x) \cdot \mathfrak{h}_x(k_x)$ der Betrag von \mathbf{m}_0 für die Grundmode angegeben werden zu [93]:

$$|\mathbf{m}_0(\mathbf{r}, \pm k_x)| \propto \mathfrak{h}_{y,z}(\mathbf{r}) \cdot \mathfrak{h}_z(|k_x|) \cdot \left[\frac{f(k_x)}{\gamma} \pm \frac{1}{\mu_0 M_S} \left((\mu_0 H_{\text{ext}})^2 - \left(\frac{f(k_x)}{\gamma} \right)^2 \right) \right]. \quad (2.24)$$

Die ersten beiden Faktoren wurden schon im vorherigen Fall 1 für Rückwärts-Volumenmoden diskutiert (siehe Gleichungen 3.7 und 2.20). Aufgrund des dritten Faktors ist die Anregung von Oberflächenmoden stark asymmetrisch beziehungsweise nicht-reziprok. Durch die Tatsache, dass für die z -Komponente des Anregungsfeldes $h_{0,z}(-x, z) = h_{0,z}(x, z)$ gilt (siehe Abbildung 2.8a), findet ein Phasensprung von $\frac{\pi}{2}$ statt. Die an der rechten beziehungsweise linken Seite der Antenne angeregten Spinwellen können je nach Wellenlänge und Breite der Mikrostreifenantenne konstruktiv oder destruktiv interferieren. Die Anregungseffizienz ist somit abhängig von der Propagationsrichtung der Spinwelle.

Fall 3 – Vorwärts-Volumenmoden:

Für diesen Fall steht die Magnetisierung \mathbf{M} senkrecht auf der Probenoberfläche, sodass die Spinwelle die dynamischen Komponenten m_x und m_y besitzt. Für $\mathbf{m}(\mathbf{r}, k_x)$ gilt:

$$\mathbf{m}(\mathbf{r}, k_x) \propto \mathfrak{h}_{y,x}(\mathbf{r}) \cdot \mathfrak{h}_x(k_x, y). \quad (2.25)$$

2.2 Anregungs- und Detektionsantennen für Spinwellen

Im Gegensatz zu den Vorwärts-Volumen- und Oberflächenmoden propagiert dieser Modentyp im Rahmen der später betrachteten Spinwellenoptik nicht in Wellenleitern sondern in Filmen mit wesentlich größeren Abmessungen. Dadurch kann im großen Abstand zu den Probenrändern um das Maximum der Grundmode genähert werden:

$$\mathfrak{h}_{y,x}(\mathbf{r}) = \int_{-\frac{w}{2}}^{\frac{w}{2}} \frac{h_{0,x}(\mathbf{r})}{\Delta w} \cdot \Theta\left(y + \frac{\Delta w}{2}\right) \cdot \Theta\left(y - \frac{\Delta w}{2}\right) \cdot \underbrace{\sin\left(\frac{\pi}{w}\left(y + \frac{w}{2}\right)\right)}_{\approx 1} dy \quad (2.26)$$

$$\approx \frac{h_{0,x}(x,z)}{\Delta w} \int_{-\frac{\Delta w}{2}}^{\frac{\Delta w}{2}} dy \quad (2.27)$$

$$= h_{0,x}(x,z) . \quad (2.28)$$

Θ ist die Stufenfunktion, wobei $y, \Delta w \ll w$ ist. Für die unterschiedlichen Breiten w_0 und w_S der Mikrostreifenleiter müssen zwei Fälle unterschieden werden. Näherungsweise regt die Antenne mit Breite w_S (w_0) die Spinwelle innerhalb (außerhalb) des verjüngten Bereichs der Ausdehnung L_A an:

$$\mathfrak{h}_{y,x}(\mathbf{r}) = \begin{cases} h_{0,x,w_0}(x,z) & , \text{ falls } |y| > \frac{L_A}{2} \\ h_{0,x,w_S}(x,z) & , \text{ falls } |y| \leq \frac{L_A}{2} \end{cases} . \quad (2.29)$$

$\mathfrak{h}_{y,z}$ entspricht somit der z -Komponente des Anregungsfeldes der Mikrostreifenantenne mit gegebener Breite. Der Faktor \mathfrak{h}_x ergibt sich ebenfalls in Abhängigkeit der y -Komponente:

$$\mathfrak{h}_x(k_x, y) = \begin{cases} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} h_{0,x,w_0}(x,z) e^{ik_x x} dx & , \text{ falls } |y| > \frac{L_A}{2} \\ \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} h_{0,x,w_S}(x,z) e^{ik_x x} dx & , \text{ falls } |y| \leq \frac{L_A}{2} \end{cases} \quad (2.30)$$

$$= \begin{cases} \mathfrak{h}_{x,w_0}(k_x) & , \text{ falls } |y| > \frac{L_A}{2} \\ \mathfrak{h}_{x,w_S}(k_x) & , \text{ falls } |y| \leq \frac{L_A}{2} \end{cases} . \quad (2.31)$$

Somit folgt für die Anregungseffizienz:

$$\Xi(x, y, z, k_x) = \begin{cases} \frac{|h_{0,x,w_0}(x,z)|}{|h_{0,x,w_0}|_{\max}} \cdot \frac{|\mathfrak{h}_{x,w_0}(k_x)|}{|\mathfrak{h}_{x,w_0}|_{\max}} & , \text{ falls } |y| > \frac{L_A}{2} \\ \frac{|h_{0,x,w_S}(x,z)|}{|h_{0,x,w_S}|_{\max}} \cdot \frac{|\mathfrak{h}_{x,w_S}(k_x)|}{|\mathfrak{h}_{x,w_S}|_{\max}} & , \text{ falls } |y| \leq \frac{L_A}{2} \end{cases} \quad (2.32)$$

$$\stackrel{k_x = k_S}{=} \begin{cases} 0 & , \text{ falls } |y| > \frac{L_A}{2} \\ \frac{|h_{0,x,w_S}(x,z)|}{|h_{0,x,w_S}|_{\max}} \cdot \frac{|\mathfrak{h}_{x,w_S}(k_S)|}{|\mathfrak{h}_{x,w_S}|_{\max}} & , \text{ falls } |y| \leq \frac{L_A}{2} \end{cases} . \quad (2.33)$$

Wählt man den Wellenvektor der Spinwelle gezielt $k_x = k_S$, so wird im verjüngten Bereich der Mikrostreifenantenne ein Spinwellenstrahl angeregt, da $|\mathfrak{h}_{x,w_0}(k_S)| = 0$ (siehe Abbildung 2.9). Für $k_x = k_S$ lässt sich alternativ zur Näherung bezüglich des Modenprofils eines sehr breiten Wellenlei-

ters in Gleichung 2.26 auch das Profil eines Gaußschen Strahls betrachten, der durch die gesamte Antennengeometrie angeregt wird:

$$\mathfrak{h}_{y,x}(\mathbf{r}) \Big|_{k_x=k_S} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}L_A} \int_{-\infty}^{\infty} h_{0,x,w_S}(\mathbf{r}) e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{y}{L_A}\right)^2} dy \quad (2.34)$$

$$\approx h_{0,x,w_S}(x, z) . \quad (2.35)$$

Beide Betrachtungsweisen führen zu identischen Resultaten für $\mathfrak{h}_{y,x}(\mathbf{r})$.

2.3. Versuchsaufbau zur Anregung und Detektion von Spinwellen

Im vorigen Abschnitt wurde die Anregung und Detektion von Spinwellen mittels Mikrostreifenantennen beschrieben. Die Anordnung der Antennen und die Positionierung des Wellenleiters aus Yttrium-Eisen-Granat (YIG) ist in Abbildung 2.11 schematisch gezeigt. Es wurden zwei Konfigurationen zur Spinwellenanregung verwendet, die sich sowohl durch die Anzahl der Antennen als auch der Montage der Probe auf dem Mikrowellenlaminat unterscheiden. In Abbildung 2.11a wurde die Probe auf dem Mikrowellenlaminat mit Flüssigkleber fixiert. Die abgeschrägten Enden des Wellenleiters dienen der Minimierung von Rückreflexionen. Der schwarze Absorberlack befindet sich in der Mitte des Wellenleiters. Zur möglichst effizienten Anregung von Spinwellen sollten die Antennen direkten Kontakt zur Probe haben. Daher musste in das Mikrowellenlaminat eine Öffnung beziehungsweise ein Fenster gefräst werden. Es ist zu beachten, dass die Kupferantennen Wärmesenken darstellen. Sie führen die in das System eingebrachte Wärmeenergie zur Erzeugung von Magnetisierungslandschaften ab. Die Minimierung dieses Einflusses konnte auch

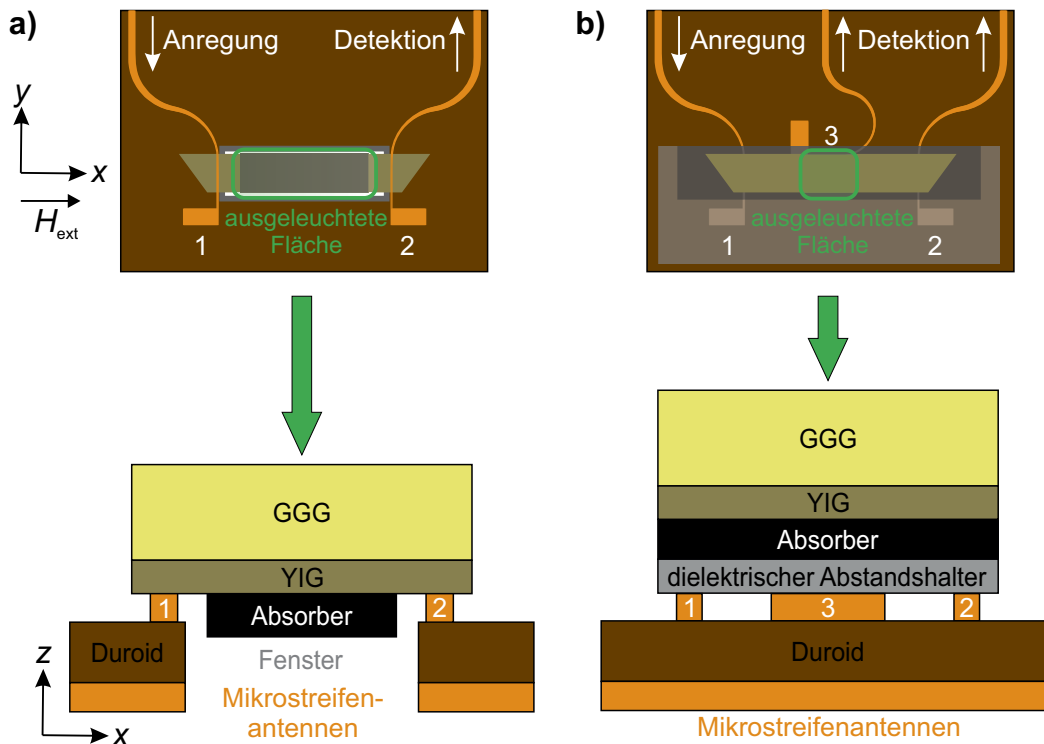


Abbildung 2.11: Schematische Darstellung der Mikrostreifenleiteranordnung und der Position der Probe. Die Konfiguration in (a) wurde zur Realisierung optisch-induzierter magnonischer Kristalle verwendet. Die Versuchsanordnung in (b) dient der Untersuchung der Modenkonzersion von Rückwärts-Volumen- und Oberflächenmoden. Der Abstand zwischen den Antennen 1 und 2 beträgt 10mm. Dazwischen befindet sich mittig der dritte Mikrostreifenleiter.

2.3 Versuchsaufbau zur Anregung und Detektion von Spinwellen

mit einem dielektrischen Abstandshalter erreicht werden (siehe Abbildung 2.11b). Im Experiment wurde ein 50 bis 100µm dünner Tesafilm verwendet, auf den die Probe mit Hilfe des Absorberlackes befestigt war. Die Antennenkonfiguration in b) besteht aus drei Mikrostreifenleitern, wobei eine davon um 90° gedreht wurde. In Anbetracht der Orientierung des externen Feldes \mathbf{H}_{ext} können Antenne 1 und 3 Rückwärts-Volumenmoden anregen und detektieren, während Antenne 2 für Oberflächenmoden geeignet ist. Diese Konfiguration wird später in Kapitel 3.2 verwendet um mittels Magnetisierungslandschaften beide Modentypen zu konvertieren. Die Antennenanordnung in Abbildung 2.11a dient zur Untersuchung von optisch-induzierten magnonischen Kristallen in Abschnitt 3.0. Die ausgeleuchtete Fläche zur Erzeugung eines Temperaturprofils und der daraus resultierenden Magnetisierungslandschaft befindet sich zwischen den Antennen – in Abbildung 2.11b lediglich im Bereich der mittleren Antenne. Die lokale Erwärmung der Probe mittels eines Lasers wird später in Abschnitt 2.5 diskutiert. Das externe statische Magnetfeld \mathbf{H}_{ext} wurde in dieser Arbeit sowohl mit zwei Permanentmagneten aus Neodym als auch dem Elektromagneten *EM4-HVA* der Firma *Lakeshore* erzeugt. Die Messung von \mathbf{H}_{ext} erfolgte mit einem Magnetometer (*Lakeshore 475DSP*).

Die Anschlüsse der Mikrostreifenantennen (als Ein- beziehungsweise Ausgänge in obiger Abbildung gekennzeichnet) sind mit externen Signalquellen beziehungsweise Detektoren verbunden. Geeignete Kabel zur Übertragung von Mikrowellenströmen von 1 bis 18 GHz sind SMA-Kabel mit der Impedanz 50Ω. Zur Messung des Reflexions- und Transmissionsspektrums von Spinwellen diente der vektorielle Netzwerkanalysator *MS4644B* der Firma *Anritsu*. Der Wellenleiter stellt ein Netzwerk dar – ein System mit einer bestimmten Anzahl N von Ein- und Ausgängen (sogenannte Tore). Ein Netzwerkanalysator bestimmt die komplexen Streuparameter (S -Parameter)

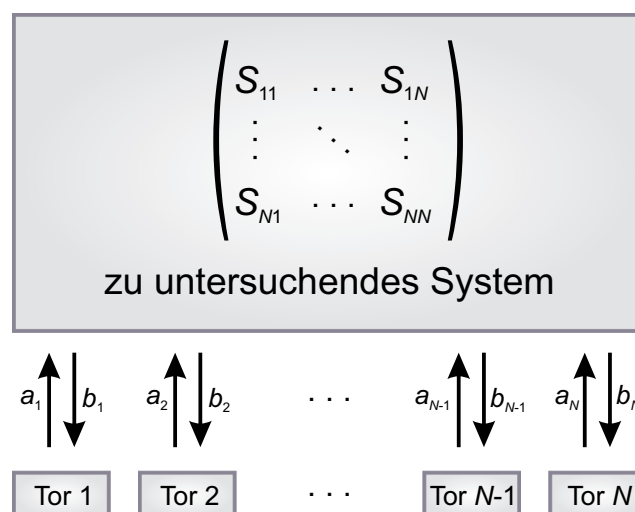


Abbildung 2.12: Skizziertes Netzwerk mit N Toren zur Veranschaulichung von Gleichung 2.36.

2.3 Versuchsaufbau zur Anregung und Detektion von Spinwellen

des Wellenleiters. Dazu wird die Amplitude und die Phase der Eingangssignale a_k und Ausgangssignale b_j des zu untersuchenden Systems analysiert ($j, k = 1, \dots, N$) und die transmittierte und reflektierte Leistung an den verschiedenen Toren bestimmt. Der Sachverhalt ist in Abbildung 2.12 schematisch dargestellt. Die Eingangs- und Ausgangswellen lassen sich mathematisch zu Vektoren \mathbf{a} und \mathbf{b} zusammenfassen und sind durch die Streumatrix \hat{S} miteinander verknüpft [140–142]:

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ \vdots \\ b_N \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & \dots & S_{1N} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ S_{N1} & \dots & S_{NN} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a_1 \\ \vdots \\ a_N \end{pmatrix}. \quad (2.36)$$

Die einzelnen Elemente der Matrix sind $S_{jk} = \left. \frac{b_j}{a_k} \right|_{a_{j \neq k} = 0}$. Die komplexen Parameter a_j und b_j sind mit der komplexen Spannung U_j , Stromstärke I_j und Wellenimpedanz Z_{ref} einer Referenzmessung verknüpft (Kalibrierung des Netzwerkanalysators):

$$a_j = \frac{U_j + Z_{\text{ref}} I_j}{2\sqrt{Z_{\text{ref}}}} \quad \text{und} \quad b_j = \frac{U_j - Z_{\text{ref}} I_j}{2\sqrt{Z_{\text{ref}}}}. \quad (2.37)$$

Mit $Z_j = \frac{U_j}{I_j}$ lässt sich die Bestimmung der S -Parameter auf die Messung von Impedanzen zurückführen. Eine detaillierte Betrachtung des Sachverhalts ist in den Referenzen [140–142] geschildert.

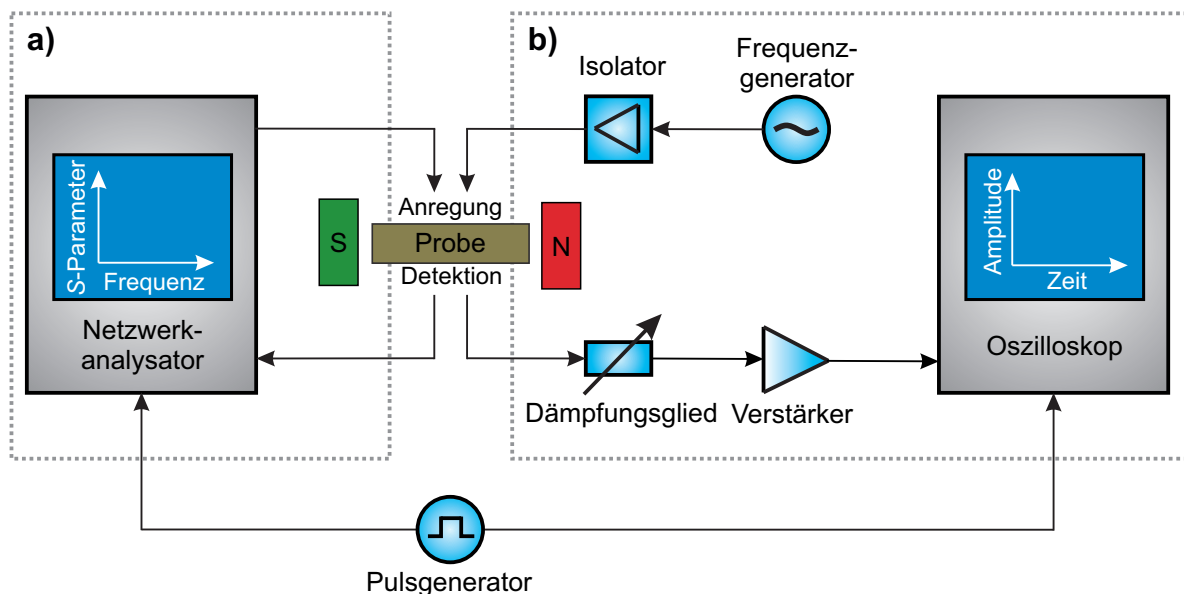


Abbildung 2.13: Schematische Darstellung der Mikrowellenkomponenten zur Anregung und Detektion von Spinwellen durch einen Netzwerkanalysator in (a) oder durch einen Frequenzgenerator und einem Oszilloskop in (b). Die Probe befindet sich zwischen den Polen eines Permanent- beziehungsweise eines Elektromagneten (Abbildung nach [P2]).

2.3 Versuchsaufbau zur Anregung und Detektion von Spinwellen

Um das Signal der Spinwelle zeitlich zu untersuchen, werden statt eines Netzwerkanalysators ein Frequenzgenerator (*Agilent 8257D*) und ein Oszilloskop (*Agilent DSA-X 91604A*) an die Mikrostreifenleiter angeschlossen. Abbildung 2.13 zeigt beiden Varianten der Spinwellenanregung und -detektion. Der Ferritisolator verhindert Rückreflexionen und schützt die Signalquelle. Ein Dämpfungsglied (variabler Rechteck-Hohlraumleiter, der auch als Bandpassfilter um 7 GHz verwendet wird) dient zur Abschwächung des Empfangssignals und schützt somit das Oszilloskop vor zu hohen Signalstärken, die der Verstärker generiert. Zur Synchronisation der Spinwellenanregung und -detektion mit dem zur Erwärmung der Probe verwendeten Lasers (siehe Abschnitt 2.5), sind der Netzwerkanalysator beziehungsweise das Oszilloskop mit dem Pulsgenerator 9520 von *Quantum Composers* gekoppelt. Die Ansteuerung erfolgt mittels TTL Signalen (Transistor-Transistor-Logik Schaltungen).

Die Anregung und Detektion von Spinwellenstrahlen, die später in Kapitel 3.3 näher betrachtet wird, erfolgte mit dem Versuchsaufbau in Abbildung 2.13b und den verjüngten Mikrostreifenleitern in Abbildung 2.10. Zur räumlichen Detektion wurde die Detektionsantenne mit einer automatisierten x - y -Bühne über die Probe gerastert. Die ausführliche Beschreibung des Versuchsaufbaus ist der Masterarbeit von Rick Aßmann zu entnehmen [138].

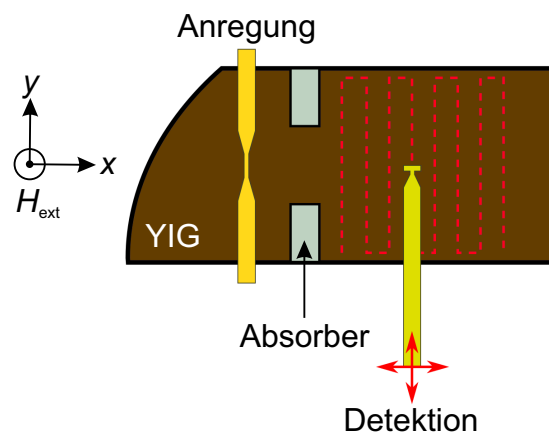


Abbildung 2.14: Skizze des Aufbaus zur Erzeugung von Spinwellenstrahlen und deren Detektion. Der Absorber besteht aus Kobalt-Eisen-Bor und wurde aufgeklebt. Die Dämpfung α für dieses Material ist im Vergleich zu YIG um eine Größenordnung höher [143]. Somit unterdrückt er die parasitäre Anregung von Spinwellen an den Rändern der Probe (Abbildung aus [138], modifiziert).

2.4. Räumlicher Lichtmodulator und computergenerierte Hologramme

Um maßgeschneiderte thermische Verteilungen zu erzeugen, muss die lokale Intensität des auf die Probe einfallenden Lichts – nachfolgend in z -Richtung propagierend – moduliert werden. Hierzu wird ein reflektiver räumlicher Lichtmodulator (englisch: *spatial light modulator*; kurz SLM) verwendet. Dieser basiert auf Flüssigkristallen (englisch: *liquid crystals*, kurz LCs) [144], die doppelbrechend sind [145] und in heutigen Bildschirmen Verwendung finden. Sie besitzen sowohl Eigenschaften einer viskosen Flüssigkeit, als auch eines kristallinen Festkörpers. Die Schwerpunkte der stäbchenförmigen Flüssigkeitsmoleküle sind statistisch verteilt und deren elektrische Dipolmomente weisen eine Vorzugsrichtung auf (nematische Phase). Die Orientierung wird beschrieben durch den Direktor \mathbf{n} . Die Lichtmodulatoren in dieser Arbeit bestehen aus LCs, die zwischen zwei Glasplättchen angeordnet sind. Die Plättchen sind so poliert, dass parallele Furchen in einer Vorzugsrichtung entstehen. Dadurch ist die Orientierung der Moleküle an der Grenzfläche vorgegeben. Die Richtung der Furchen beider Oberflächen ist orthogonal, sodass sich die elektrische Polarisation innerhalb des LCs ebenfalls um 90° dreht. Eine solche Anordnung heißt gedrehter nematischer Flüssigkristall (englisch: *twisted nematic liquid crystal*, kurz TNLC) und ist in Abbildung 2.15 dargestellt. Ist die Rückseite eines Glasplättchens verspiegelt, sodass das durch den TNLC propagierende Licht reflektiert wird und den Flüssigkristall zweimal durchquert, wird die Anordnung als reflektiver gedrehter nematischer Flüssigkristall bezeichnet (kurz RTNLC). Die Reflexion von Licht an einem RTNLC kann im Jones-Formalismus beschrieben werden. Die nach-

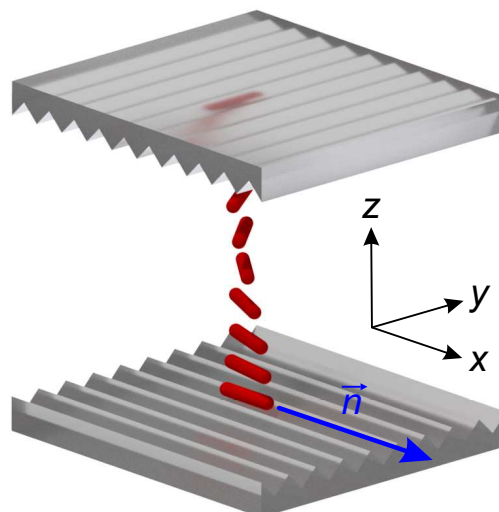


Abbildung 2.15: Modell eines gedrehten nematischen Flüssigkristalls. Der Direktor \mathbf{n} (blau) gibt die Orientierung der elektrischen Dipolmomente (rot), die sich nach den in das Material polierten Furchen an den Grenzflächen der Glasplättchen (grau) ausrichten, an.

folgende Betrachtung basiert auf den Referenzen [146–148]. Für einen TNLC mit Verdrehung δ ist die allgemeine Jones Matrix:

$$\hat{J}(\beta, \delta) = \begin{pmatrix} A - iB & C \\ -C & A + iB \end{pmatrix}, \quad (2.38)$$

wobei die Parameter wie folgt gegeben sind:

$$A = \cos(\gamma) \quad , \quad B = \beta \cdot \frac{\sin(\gamma)}{\gamma} \quad \text{und} \quad C = \delta \cdot \frac{\sin(\gamma)}{\gamma}.$$

Außerdem ist $\gamma = \sqrt{\beta^2 + \delta^2}$ und $\beta = \pi \cdot \frac{d}{\lambda} \cdot n_{\text{eff}}$, wobei d der Dicke des Flüssigkristalls, λ der Wellenlänge des Lichts und n_{eff} dem effektiven Brechungsindex entspricht. Ein TNLC ändert sowohl die Phase des einfallenden Lichts als auch dessen Polarisation. Für die Propagation durch einen dicken TNLC ($\beta \gg \delta$) gilt

$$\hat{J}_{\text{TNLC}}(\beta, \delta) = e^{-i\beta} \cdot \hat{R}(-\delta) \cdot \hat{P}(\beta). \quad (2.39)$$

Der Direktor für $\delta = 0^\circ$ zeigt hier in x -Richtung. Die Phasenänderung wird durch die Matrix

$$\hat{P}(\beta) = \begin{pmatrix} e^{-i\beta} & 0 \\ 0 & e^{i\beta} \end{pmatrix} \quad (2.40)$$

berücksichtigt. Aufgrund der Rotation der Moleküle ändert sich nach der Propagation durch den TNLC auch die Polarisationsrichtung. Die Drehung der Polarisation wird durch die Rotationsmatrix

$$\hat{R}(\delta) = \begin{pmatrix} \cos(\delta) & \sin(\delta) \\ -\sin(\delta) & \cos(\delta) \end{pmatrix} \quad (2.41)$$

beachtet. Die Reflexion am Spiegel für senkrechten Einfall entspricht der Matrix [149]:

$$\hat{M} = \begin{pmatrix} e^{-i\pi} & 0 \\ 0 & e^{i\pi} \end{pmatrix}. \quad (2.42)$$

Das einfallende Licht sei in x -Richtung polarisiert und trifft auf das Glasplättchen mit dem in gleicher Richtung orientierten Direktor. Für die Jones Matrix des RTNLC beziehungsweise des SLM mit $\delta = 90^\circ$ ergibt sich daraus unter Berücksichtigung des jeweiligen Koordinatensystems

2.4 Räumlicher Lichtmodulator und computergenerierte Hologramme

bezüglich des Hin- und Rückwegs:

$$\hat{J}_{\text{SLM}} = \underbrace{\hat{R}(90^\circ) \cdot \hat{J}_{\text{TNLC}}(\beta, -90^\circ) \cdot \hat{R}^{-1}(90^\circ)}_{\substack{\text{Koordinatentransformation} \\ \text{Rückweg}}} \cdot \underbrace{\hat{M}}_{\text{Spiegel}} \cdot \underbrace{\hat{R}(0^\circ) \cdot \hat{J}_{\text{TNLC}}(\beta, 90^\circ) \cdot \hat{R}^{-1}(0^\circ)}_{\substack{\text{Koordinatentransformation} \\ \text{Hinweg}}} . \quad (2.43)$$

Einsetzen und Ausmultiplizieren ergibt:

$$\hat{J}_{\text{SLM}} = e^{i\pi} \cdot \begin{pmatrix} e^{-i \cdot 4\beta} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} .$$

Nach der effektiven Dicke $d = \frac{L}{2}$ beziehungsweise Propagationsstrecke L verschiebt sich die Phase also um $\Delta\varphi = 2\pi \cdot \frac{L}{\lambda} \cdot n_{\text{eff}} - \pi$ und die ursprüngliche Polarisationsrichtung bleibt erhalten. Die Orientierung der elektrischen Dipolmomente kann durch externe äußere elektrische Felder beeinflusst werden. Hierzu sind die Glasplättchen metallisch beschichtet und elektrisch kontaktiert, wodurch sich der RTNLC innerhalb eines Kondensators befindet (Schadt-Helfrich-Zelle [150]). Zur Gewährleistung der optischen Transparenz dient Indiumzinnoxid als Elektrodenmaterial. Beim Anlegen einer elektrischen Spannung U entsteht ein elektrisches Feld, das den Winkel ϑ zwischen dem Direktor und der Oberfläche des Glases ändert (U : angelegte Spannung, U_{kritisch} : kritische Spannung ab der eine Winkeländerung auftritt, U_{SLM} : Geräteparameter) [146]:

$$\vartheta(U) = \begin{cases} 0 & , \text{ falls } U \leq U_{\text{kritisch}} \\ \frac{\pi}{2} - 2 \arctan \left(e^{-\frac{U - U_{\text{kritisch}}}{U_{\text{SLM}}}} \right) & , \text{ falls } U > U_{\text{kritisch}} \end{cases} . \quad (2.44)$$

Der optische effektive Brechungsindex ist aufgrund der Doppelbrechung des Flüssigkristalls abhängig von ϑ beziehungsweise der angelegten elektrischen Spannung U . Der Indexellipsoid beschreibt den Zusammenhang zwischen n_{eff} und ϑ :

$$\frac{1}{n_{\text{eff}}^2(\vartheta)} = \frac{\cos^2(\vartheta)}{n_o^2} + \frac{\sin^2(\vartheta)}{n_a^2} . \quad (2.45)$$

Hier ist n_o (n_a) der ordentliche (außerordentliche) Brechungsindex des Flüssigkristalls. Daraus folgt der Phasenunterschied $\Delta\varphi_{\text{SLM}}$ nach der Propagation durch den SLM:

$$\Delta\varphi_{\text{SLM}} = 2\pi \cdot \left(\frac{L}{\lambda} \cdot \frac{n_a n_o}{\sqrt{[n_a \cos(\vartheta)]^2 + [n_o \sin(\vartheta)]^2}} - \frac{1}{2} \right) . \quad (2.46)$$

Typische Werte für L sind mindestens eine Größenordnung höher als λ und n_a sowie n_o sind größer eins, sodass mit einem SLM Phasenmodulationen über 2π möglich sind. Außerdem ist so-

mit $\beta \gg \frac{\pi}{2}$ und die angewandte Näherung ist gültig.

Der Lichtmodulator besteht aus einer Pixelmatrix, sodass jede Flüssigkristallzelle individuell ansteuerbar ist und die Phase des einfallenden Lichts moduliert. Eine solche Phasenmaske wird als Hologramm bezeichnet [151]. Hologramme finden zum Beispiel Anwendung als Echtheitszertifikate auf Geldscheinen oder Kreditkarten, als holografisch-optische Bauelemente [152], in der Medizin [153] oder als holografische Speicher [154]. Im Rahmen der Beugungstheorie stellt die Phasenmaske eine Blende bei $z = 0$ dar, an der das Licht gebeugt wird [86, 151]. Das elektrische Feld E_t nach Transmission durch diese, beziehungsweise der Reflexion am SLM, ist das Produkt aus dem einfallenden Feld E_e und der komplexen Transmissionsfunktion τ_{SLM} :

$$E_t(x, y, 0) = E_e(x, y, 0) \cdot \tau_{\text{SLM}}(x, y) . \quad (2.47)$$

Die Transmissionsfunktion des räumlichen Lichtmodulators setzt sich aus der Größe der Blende G_{SLM} und der Phasenmaske $\Delta\varphi_{\text{SLM}}(x, y)$ zusammen, sodass

$$\tau_{\text{SLM}}(x, y) = \begin{cases} e^{-i\Delta\varphi_{\text{SLM}}(x, y)} & , \text{ falls } |x| \leq \frac{G_{\text{SLM},x}}{2} \text{ und } |y| \leq \frac{G_{\text{SLM},y}}{2} \\ 0 & , \text{ falls } |x| > \frac{G_{\text{SLM},x}}{2} \text{ und } |y| > \frac{G_{\text{SLM},y}}{2} \end{cases} . \quad (2.48)$$

Das Beugungsintegral

$$E(x, y, z_0) = A_{z_0}(x, y, z_0) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_t(x', y', 0) \cdot e^{-i\frac{2\pi}{\lambda z_0}(x \cdot x' + y \cdot y')} dx' dy' \quad (2.49)$$

mit dem komplexen Amplitudenfaktor

$$A_{z_0}(x, y, z_0) \propto e^{\frac{i\pi}{\lambda z_0} \cdot (x^2 + y^2)} \quad (2.50)$$

gibt die Verteilung des Fernfeldes am Ort $z = z_0$ hinter der Blende an. Das Koordinatensystem (x', y') liegt in der Ebene bei $z = 0$ und (x, y) entspricht der Ebene bei $z = z_0$. Abgesehen vom Phasenfaktor $A_{z_0}(x, y, z_0)$, ist die Amplitudenverteilung des Beugungsbildes bei $z = z_0$ gleich der Fouriertransformation \mathcal{F} der Feldverteilung E_t :

$$E(x, y, z_0) = A_{z_0}(x, y, z_0) \cdot \mathcal{F} [E_t(x', y', 0)] . \quad (2.51)$$

Wird eine dünne Linse mit der Phasenmodulation [151]

$$A_f(x, y, f) \propto e^{-\frac{i\pi}{\lambda f} \cdot (x^2 + y^2)} \quad (2.52)$$

2.4 Räumlicher Lichtmodulator und computergenerierte Hologramme

im Abstand der Brennweite f zur Phasenmaske platziert ($z_0 = f$), so ist der Phasenfaktor in Gleichung 2.51 unabhängig von x und y und es entsteht in der Brennebene hinter der Linse eine exakte Fouriertransformation der Feldverteilung bei $z = 0$. Eine solche Versuchsanordnung mit der Phasenmaske in der vorderen Brennebene der Linse und der Fouriertransformation in der Hinteren, heißt $2f$ -Aufbau. Die Linse wird Fourierlinse genannt.

Zur Generierung der Hologramme mit einem Computer – *computergenerierte Hologramme* (kurz CGH) – wird der *Gerchberg-Saxton-Algorithmus* (kurz GSA) verwendet [155]. Der GSA iteriert zwischen der vorderen und hinteren Brennebene einer dünnen Linse. Die Propagation der elektromagnetischen Welle zwischen den beiden Ebenen wird gemäß Gleichung 2.51 durch die Fouriertransformation beschrieben. Das Hologramm beziehungsweise die Transmissionsfunktion τ_{SLM} berechnet sich mit der schnellen Fouriertransformation (englisch: *fast Fourier transform*, kurz FFT), wobei die räumliche Phasenmodulation $\Delta\varphi_{\text{SLM}}(x,y)$ ein freier Parameter ist. Der GSA ist in Abbildung 2.16 veranschaulicht. Jede Iteration mit Laufindex $k \in \mathbb{N}_0$ besteht aus sechs Teilschritten:

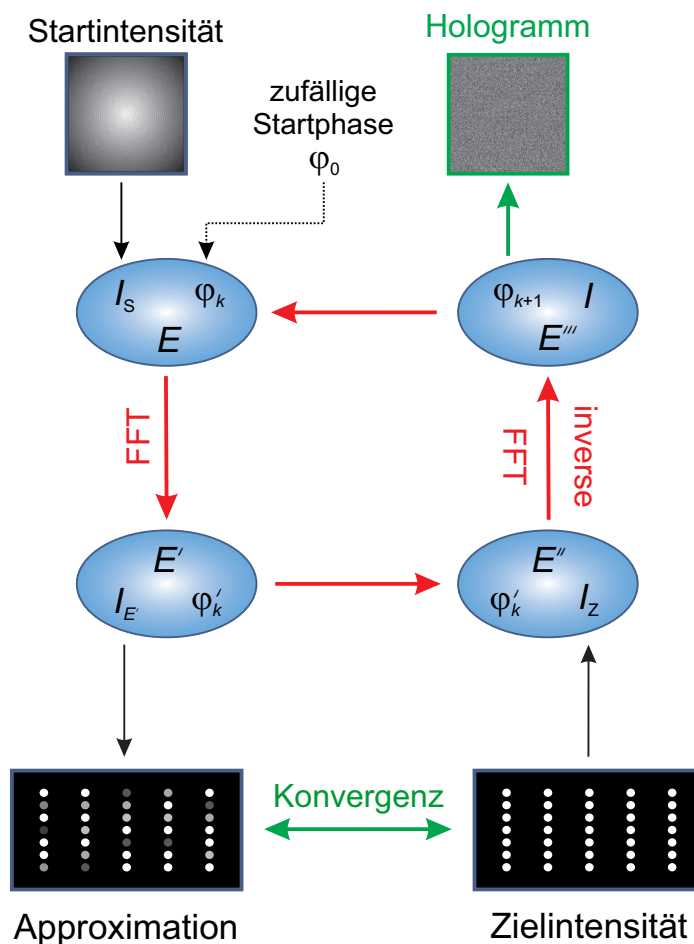


Abbildung 2.16: Flussdiagramm zur Berechnung von Multifoki (Abbildung nach [P2]).

1. Das Feld E wird aus der Startintensität I_S und der temporären Phase φ_k bestimmt (φ_0 ist eine zufällige Startphase):

$$E = \sqrt{I_S} \cdot e^{i\varphi_k} . \quad (2.53)$$

2. Schnelle Fouriertransformation von E :

$$E' = \mathcal{F} [E] . \quad (2.54)$$

3. Das berechnete Feld E' wird in die approximierten Intensität $I_{E'}$ und Phase φ'_k zerlegt.

4. Das neue Feld E'' setzt sich aus der Zielintensität I_Z und φ'_k zusammen:

$$E'' = \sqrt{I_Z} \cdot e^{i\varphi'_k} . \quad (2.55)$$

5. Inverse FFT der Amplitude E'' :

$$E''' = \mathcal{F}^{-1} [E''] . \quad (2.56)$$

6. Das Phasenmuster φ_{k+1} für den nächsten Iterationsschritt wurde berechnet und wird im Falle der Konvergenz zwischen $I_{E'}$ und der Zielintensität I_Z ausgegeben.

Zur Minimierung statistischer Variationen der Intensität (sogenannte Specklemuster [156]), die von den Phasenmasken des SLM herrühren, wurden Multifoki verwendet [157]. Die gewünschte Intensitätsverteilung bei der Berechnung der computergenerierten Hologramme setzt sich somit aus einzelnen Punkten mit wohldefinierten Abständen zusammen. Bei der Berechnung der zugehörigen Phasenmaske wird der GSA um eine Mittlung über einzelne Fokuspunkte mit gleicher Intensität ergänzt. Algorithmen dieser Art heißen in der Literatur *gewichtete Gerchberg-Saxton-Algorithmen* [158]. Nach jedem Iterationsschritt wird die Intensität eines Punktes bestimmt und durch die mittlere Intensität aller Punkte, die die gleiche Intensität erhalten sollen, geteilt. Für den j -ten Fokuspunkt berechnet sich damit der Gewichtungsfaktor $w_{j,k}$ der k -ten Iteration:

$$w_{j,0} = 1 \quad \text{und} \quad w_{j,k} = w_{j,k-1} \cdot \frac{\langle |E'_{j,k}| \rangle_j}{|E'_{j,k}|} , \quad \text{sodass} \quad E''_{j,k} = w_{j,k} \cdot E''_{j,k-1} . \quad (2.57)$$

Der Iterationsprozess ist beendet, sobald die Standardabweichung der Mittelwertbildung einen bestimmten Grenzwert unterschreitet.

2.4 Räumlicher Lichtmodulator und computergenerierte Hologramme

Die Pixelmatrix des SLM entspricht gemäß dem Babinetschen Theorem einem Gitter, sodass das einfallende Licht bei Reflexion daran gebeugt wird. Es entstehen somit höhere Beugungsordnungen in x - und y -Richtung. Durch Überlagerung der Transmissionsfunktion mit der Phasenmodulation eines Sägezahngritters, kann die Intensität in der ersten Beugungsordnung erhöht werden. In dieser Ordnung ist der unmodulierte Fokus der nullten Ordnung nicht präsent, der bezüglich der Erzeugung von thermischen Profilen unerwünscht ist.

2.5. Versuchsaufbau zur Realisierung optisch induzierter Magnetisierungslandschaften

Die Erzeugung von Magnetisierungslandschaften mittels Temperaturprofilen erfolgt durch Absorption von elektromagnetischer Strahlung in dem magnetischen Wellenleiter. Das angeregte Elektronensystem relaxiert nach Absorption der Photonen und gibt die Energie an das Phononensystem des Festkörpers ab. Die Abhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung von Yttrium-Eisen-Granat bezüglich der Temperatur beschreibt Gleichung 1.7 mit den Parametern in Abschnitt 2.1. Zur Änderung der lokalen Temperatur werden in dieser Arbeit die im Abschnitt zuvor diskutierten computergenerierten Hologramme verwendet. Die wichtigsten Geräte zur Erzeugung von Lichtmustern auf der Probe sind ein Dauerstrichlaser als Lichtquelle, ein akustooptischer Modulator (AOM) zur zeitlichen und ein räumlicher Lichtmodulator (SLM) zur räumlichen Kontrolle der Intensität (siehe Abbildung 2.17). Für die Experimente bezüglich magnonischer Kristalle in Kapitel 3.1 stand ein *Verdi V2* von *Coherent* mit einer maximalen Leistung von 2,2 W und der räumliche Lichtmodulator *Pluto VIS* von *Holoeye* zur Verfügung. Die Temperaturprofile zur Realisierung der Modenkonzentrierung in Kapitel 3.2 wurden mit dem Laser *Verdi G7*, ebenfalls von *Coherent*, mit einer maximalen Leistung von 7,4 W und dem SLM *X10468-01* der Firma *Hamamatsu* erzeugt. Beide Lichtmodulatoren ändern lediglich die Phase des einfallenden Lichts, die Amplitude bleibt

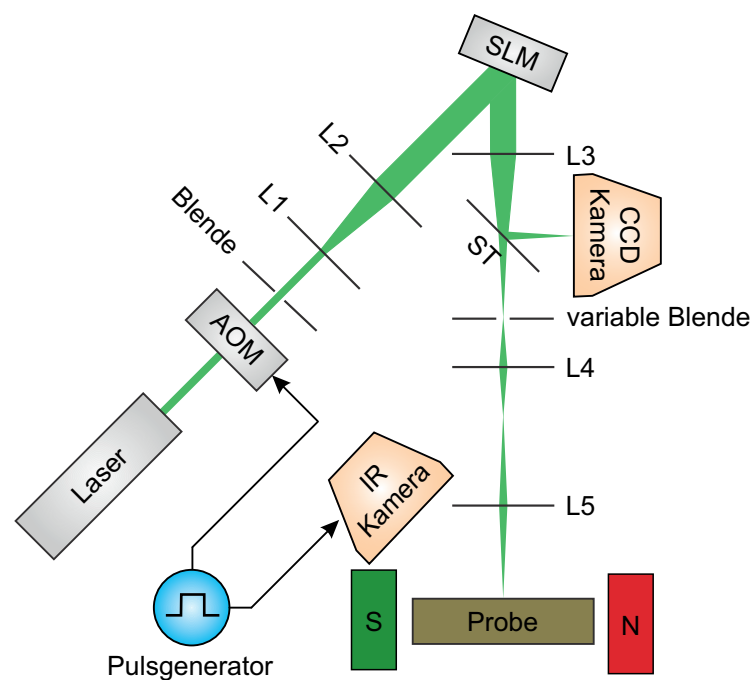


Abbildung 2.17: Schematische Darstellung des Aufbaus bezüglich den optischen Komponenten des Experiments.

2.5 Versuchsaufbau zur Realisierung optisch induzierter Magnetisierungslandschaften

Tabelle 2.2: Parametertabelle der zur Verfügung stehenden räumlichen Lichtmodulatoren.

	Holoeye Pluto VIS	Hamamatsu X10468-01
Größe des Chips G_{SLM}	15,36 mm x 8,64 mm	15,8 mm x 12,0 mm
Pixelanzahl N_{SLM}	1920 x 1080	800 x 600
Pixelgröße	8 μm	20 μm
Lichtverwertungseffizienz	65%	79%
Repetitionsrate	60 Hz	60 Hz

Tabelle 2.3: Auflistung der verwendeten Linsen.

Bezeichnung	Linsentyp	Brennweite f_L
L1	plan-konkav	-25 mm
L2	plan-konvex	+100 mm
L3	bikonvex	+250 mm
L4	bikonvex	+30 mm
L5	plan-konvex	+60 mm

bei Vernachlässigung der optischen Absorption unverändert. Die Ansteuerung des SLM erfolgt als externer Bildschirm über den DVI-Ausgang eines Computers. Eine lineare Phasenänderung wird durch die lineare Skalierung des 8-Bit Graustufenbildes erzeugt. Die Linearität ist nur für kleine Einfallswinkel des Lichts gewährleistet ($< 5^\circ$). Mit dem Gerchberg-Saxton-Algorithmus werden die Phasenmasken berechnet – wie im Abschnitt zuvor beschrieben. Beide Lasersysteme erzeugen Licht mit der Wellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$. Die Geräteparameter der räumlichen Lichtmodulatoren sind Tabelle 2.2 zu entnehmen. Der akustooptische Modulator zur zeitlichen Modulation der Dauerstrichlaser hat die Typenbezeichnung *1205C* und wird von der Firma *Isomet* vertrieben. In diesem optischen Bauelement erzeugen Schallwellen in einem Quarz-Kristall ein optisches Gitter, an dem das Laserlicht gebeugt wird. Passiert nur die erste Beugungsordnung die nachfolgende Blende, so lässt sich ein Dauerstrichlaser zeitlich modulieren. Die Ansteuerung des AOM erfolgte mit dem schon in Abschnitt 2.3 erwähnten Pulsgenerators. Zur weiteren Strahlformung werden Linsensysteme verwendet. Die Linsen L1 und L2 bilden ein Galilei-Teleskop, das den Durchmesser des Laserstrahls zur Ausleuchtung des SLM aufweitet. Die Linse L3 rekonstruiert das auf dem räumlichen Lichtmodulator angezeigte computergenerierte Hologramm in ihrer Brennebene ($2f$ -Aufbau). Durch den Strahlteiler (ST) mit 99 Prozent Transmission und 1 Prozent Reflexion nach der Linse entstehen zwei Brennebenen. In der ersten wird die Intensitätsverteilung auf einer CCD Kamera (*Thorlabs DCU224M*) abgebildet. In der zweiten Brennebene kann mittels eines va-

2.5 Versuchsaufbau zur Realisierung optisch induzierter Magnetisierungslandschaften

riablen Spaltes der unerwünschte Fokus der nullten Beugungsordnung ausgeblendet werden. Die Linsen L3 und L4 bilden außerdem ein Kepler-Teleskop zur Verjüngung des Strahldurchmessers. Letztendlich entsteht durch die Fourierlinse L5 die verkleinerte Rekonstruktion des Hologramms auf der Probe. Die Brennweiten der Linsen für die in dieser Arbeit durchgeführten Experimente sind in Tabelle 2.3 aufgelistet. Die Auflösung der Intensitätsverteilung ist durch die Größe der optischen Abbildung $G_{\text{Abb.}}$ und der Anzahl der Pixel des Lichtmodulators N_{SLM} gegeben, beziehungsweise durch die Wellenlänge λ , der Größe des SLM Bildschirms G_{SLM} und der Brennweiten f_L der Linsen [151]:

$$\frac{G_{\text{Abb.}}}{N_{\text{SLM}}} = \frac{\lambda \cdot f_{L5}}{G_{\text{SLM}} \cdot \frac{f_{L4}}{f_{L3}}}. \quad (2.58)$$

Die Auflösung der Intensitätsverteilung beziehungsweise ein Pixel auf der Probe besitzt somit entsprechend dem Linsensystem und SLM einen Durchmesser von circa $31 \mu\text{m}$. Die zur Erwärmung der Probe zur Verfügung stehende optische Leistung hängt neben der Beugungseffizienz des akustooptischen Modulators auch vom verwendeten räumlichen Lichtmodulator ab. Je nach Effizienz des SLM und Feinjustage stehen im Experiment 23% beziehungsweise 32% der Laserleistung zur Verfügung. Die erzeugten thermischen Profile der Probe konnten mit der Infrarotkamera SC-655 von FLIR gemessen werden. Die Synchronisation bezüglich des Laserpulses beziehungsweise des AOM und der Kamera erfolgt mit dem Pulsgenerator. Zur Vermeidung von Specklemuster werden die schon im Abschnitt zuvor eingeführten Multifoki verwendet. Durch Messung der Intensitäten der Foki mit der CCD Kamera kann so die Bestimmung von Gewichtungsfaktoren beziehungsweise eine Intensitätskorrektur durchgeführt werden (siehe Abschnitt 2.4). Die mögliche zeitliche Variation der Intensitätsverteilung ist durch die Repetitionsrate der Lichtmodulatoren (60Hz) als auch der Schaltzeit des akustooptischen Modulators (circa 80 ns) gegeben.

2.6. Mikromagnetische Simulationen in MuMax³

Mikromagnetische Simulationen können sowohl zum besseren Verständnis experimenteller Daten beitragen als auch zur Vorhersage von Messergebnissen verwendet werden. In der vorliegenden Arbeit dient das Programm *MuMax³* zur numerischen Berechnung der Spinwellenpropagation in Magnetisierungslandschaften. Die Software zur Lösung von Problemstellungen des Mikromagnetismus wurde von Dr. Arne Vansteenkiste in der Arbeitsgruppe *DyNaMat* (Dynamics of Functional Nano Materials) des Instituts für Festkörperphysik an der Universität Gent in Belgien entwickelt. *MuMax³* ist quelloffen (Open-Source-Lizenz GPLv3) und größtenteils in der Programmiersprache *golang* von *Google* programmiert. Die Veröffentlichung, Einführung und Beschreibung der Software erfolgte sowohl in der Fachzeitschrift „*Journal of Magnetism and Magnetic Materials*“ im Jahre 2011 [63] als auch in der Publikation [64] im Journal „*AIP Advances*“ von 2014.

Zur Modellierung von mikromagnetischen Systemen lässt sich die Magnetisierung $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ in dieser Simulationssoftware mittels eines Vektorfeldes auf einer vorher festgelegten, physikalisch sinnvollen zeitlichen und räumlichen Diskretisierung beschreiben. *MuMax³* löst die Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung (1.43), wobei auch Zusatzterme bezüglich Einflüsse elektrischer Ströme auf die Magnetisierung – sogenannte Spinübertragungsdrehmomente (englisch: *spin-transfer torques*) – berücksichtigt werden können. Das effektive Magnetfeld beinhaltet zum Beispiel folgende Terme: das Entmagnetisierungsfeld $\mathbf{H}_{\text{ent}}(\mathbf{r}, t)$, das Austauschfeld $\mathbf{H}_{\text{aus}}(\mathbf{r}, t)$, die Ruderman-Kittel-Kasuya-Yoshida-Wechselwirkung, uniaxiale und kubische Anisotropien, thermische Fluktuationen, die Dzyaloshinskii-Moriya-Wechselwirkung, et cetera. Zusätzlich können die Materialparameter räumlich und zeitlich variiert werden. Die Anregung der Dynamik von magnetischen Momenten kann mit Spinströmen oder beliebig komplexen externen Felder erfolgen. Außerdem können Geometrien mit ein-, zwei- oder dreidimensionalen Randbedingungen als auch unendlich ausgedehnte Filme simuliert werden. Mit *MuMax³* lassen sich zum Beispiel Domänenwände [159], Zustände von Spin-Eis-Systemen [160], die Dynamik von Vortizes [161] und Skyrmionen [162] oder die Propagation von Spinwellen [127, 163] numerisch berechnen.

Die numerische Lösung der Landau-Lifschitz-Gilbert-Gleichung erfolgt grundsätzlich wie folgt: Zuerst wird bei vorgegebener Geometrie zu dem statischen Anteil des effektiven Magnetfeldes \mathbf{H}_{eff} der Grundzustand des Systems bestimmt. Danach werden die zeitlichen Abhängigkeiten beachtet und die Differentialgleichung (1.43) iterativ mit dem Dormand-Prince-Verfahren bezüglich des Runge-Kutta-Algorithmus gelöst. Das Simulationsvolumen wird zusätzlich räumlich diskretisiert. Jedem Ort kann so eine Zelle zugeordnet werden, sodass die Finite-Differenzen-Methode Anwen-

Tabelle 2.4: Für mikromagnetische Simulationen verwendete Grafikkarten der Firma *MSI*.

Typenbezeichnung der nVidia GeForce GTX Grafikkarte	760	960	1070	1070 x 2 SLI Betrieb
maximale Taktfrequenz in MHz	1033	1178	1683	1683
Speichergröße in GB	2	2	8	8 x 2
Recheneinheiten (ALUs)	1152	1024	1920	3840
Grafikprozessoren je Recheneinheit (Shader-Cluster)	6	8	15	15
Anzahl paralleler Rechenoperationen pro Takt	6912	8192	28800	57600

dung findet. Zur Bestimmung des temporären Entmagnetisierungsfeldes wird die Fouriertransformation beziehungsweise die schnelle Fouriertransformation verwendet, die nur optimal angewendet werden kann, falls die Anzahl der Simulationszellen in jeder Richtung einer Potenz von zwei entspricht. Da die Wechselwirkung aller Zellen untereinander beachtet werden muss, kann hier die Stärke parallelisierter Rechenoperationen genutzt werden. Grafikkarten mit Grafikprozessoren der Firma *nVidia* mit *CUDA* (Compute Unified Device Architecture) Unterstützung können die numerischen Berechnungen im Vergleich zu konventionellen Prozessoren um einen Faktor 100 beschleunigen, sodass auch komplexe Geometrien und Problemstellungen in überschaubarer Zeit gelöst werden können. In Tabelle 2.4 sind die in dieser Arbeit verwendeten Grafikkarten und deren technische Daten aufgelistet. Die maximale Anzahl an Rechenoperationen war mit zwei parallel geschalteten *nVidia GeForce GTX 1070* möglich (SLI Betrieb). Durch den parallelen Betrieb beider Grafikkarten konnte die Rechenleistung erheblich vergrößert werden. Dabei stand aber lediglich die einfache Speichergröße zur Verfügung, da MuMax in der Version 3.9.3 die gemeinsame Speichernutzung nicht unterstützt. Die Verdopplung der maximalen Zellenzahl im Simulationsvolumen war somit in dieser Konfiguration nicht möglich.

Die Aufarbeitung der Daten einer Zelle des Simulationsvolumens mit Indizes h , k und l zum Zeitpunkt mit Index j – wie zum Beispiel die lokale dynamische Magnetisierung $\mathbf{m}(x_h, y_k, z_l, t_j)$ – erfolgte entweder direkt in *Matlab* der Firma *MathWorks* oder in einem von Dr. Thomas Sebastian (Ehemaliger der AG Magnetismus, Technische Universität Kaiserslautern) geschriebenen *LabView* Programm. *LabView* wird von der Firma *National Instruments* entwickelt. Die räumliche Verteilung der Magnetisierung lässt Rückschlüsse auf die Wellenlänge und somit auf den Wellenvektor der Spinwelle zu. Die zeitliche Diskretisierung erlaubt die Betrachtung des Präzessionsverhaltens der dynamischen Magnetisierung und dem durch Fouriertransformation verbundenen Frequenzspektrum von Spinwellen in einer Zelle. So kann der Energiefluss der Welle durch die einzel-

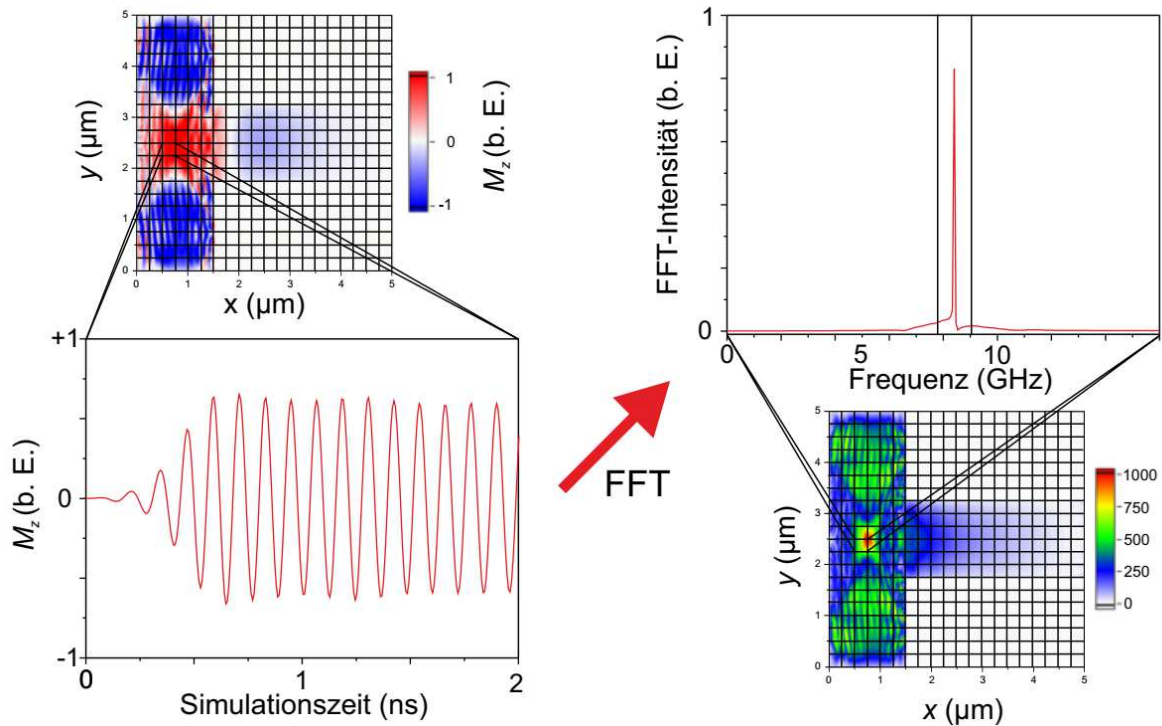


Abbildung 2.18: Schematische Darstellung der Auswertung der Simulationsdaten. Die Abbildung wurde Referenz [93] entnommen.

nen Zellen im gesamten Simulationszeitraum dargestellt werden. Das Prozedere der Auswertung bezüglich der Daten ist in Abbildung 2.18 schematisch gezeigt. Die resultierende Frequenzkarte, gibt die Intensitätsverteilung eines bestimmten Frequenzbandes an. Zur Berechnung wird das Zeitverhalten der Magnetisierung einer Zelle betrachtet. Mittels der schnellen Fouriertransformation wird das Frequenzspektrum dieser bestimmt. Durch Kombination der Berechnungen aller Zellen ergibt sich eine Frequenzkarte des Simulationsvolumens. Die zeitlich gemittelte Intensität der Spinwellen ist die integrierte Intensität eines zuvor ausgewählten Frequenzbandes. Rot (weiß) gekennzeichnete Zellen markieren Bereiche, in denen sich während der gesamten Simulationszeit eine hohe (niedrige) Energiemenge der Spinwelle mit vorgegebenen Frequenzen befindet. Die zu erwartende Simulationszeit zur Propagation der Spinwelle durch das Simulationsvolumen lässt sich mit den Gruppengeschwindigkeiten der Modentypen aus den Abschnitten 1.4.2.1, 1.4.2.2 und 1.4.2.3 abschätzen.

KAPITEL 3

Wissenschaftliche Ergebnisse und deren Diskussion

Die Strukturierung von Materialien ist neben der Änderung der chemischen Zusammensetzung der allgemeinste Ansatz zur Kontrolle der Eigenschaften von Festkörpern. Durch Strukturierung lassen sich sowohl mechanische [164], optische [51], als auch magnetische Eigenschaften modifizieren. In den vorherigen Kapiteln dieser Arbeit wurden die Grundlagen einer neuen Strukturierungsmethode zur optischen Erzeugung beliebiger rekonfigurierbarer zweidimensionaler Magnetisierungslandschaften vorgestellt. In diesem Kapitel soll an verschiedenen Beispielen deren Tauglichkeit zur Kontrolle und Manipulation der Spinwellenpropagation gezeigt werden. Durch periodische Variation von M_S werden zunächst basierend auf den eigenen Publikationen [P1, P3] verschiedene magnonische Kristalle realisiert (Kapitel 3.1). Danach wird die Konvertierung von Rückwärts-Volumen- und Oberflächenmoden mit Magnetisierungsgradienten vorgestellt und diskutiert (Kapitel 3.2). Die vorgestellten Ergebnisse wurden in Referenz [P4] publiziert. Der letzte Teil des Kapitels bietet Einblick in das Feld der Spinwellenoptik und der Propagation von Spinwellenstrahlen durch Magnetisierungslandschaften (Kapitel 3.3).

3.0. Überblick: Magnonische Kristalle

Die Dispersionsrelationen im Theorieteil dieser Arbeit sind von einer Vielzahl an Parametern abhängig. Hier sind beispielsweise die Geometrie des Wellenleiters (Filmdicke und -breite), das äußere Magnetfeld, die Sättigungsmagnetisierung, et cetera zu nennen. Magnonische Kristalle beziehungsweise die periodische Manipulation der Materialeigenschaften können somit auf vielfältige Weise realisiert werden [49]. In Abbildung 3.1 sind exemplarisch verschiedene Möglichkeiten eindimensionaler magnonischer Kristalle aufgeführt. Eindimensionale magnonische Kristalle wurden bezüglich Defekten [170–175], nichtreziproker Phänomene [176–181], nichtlinearer Eigenschaften [182, 183] und zur Erzeugung von Solitonen [184–186] untersucht. Sie dienen zudem als Wellenleiter [187, 188] und zur Kollimierung einfallender Spinwellen [189]. Darüber hinaus wurden

3.0 Überblick: Magnonische Kristalle

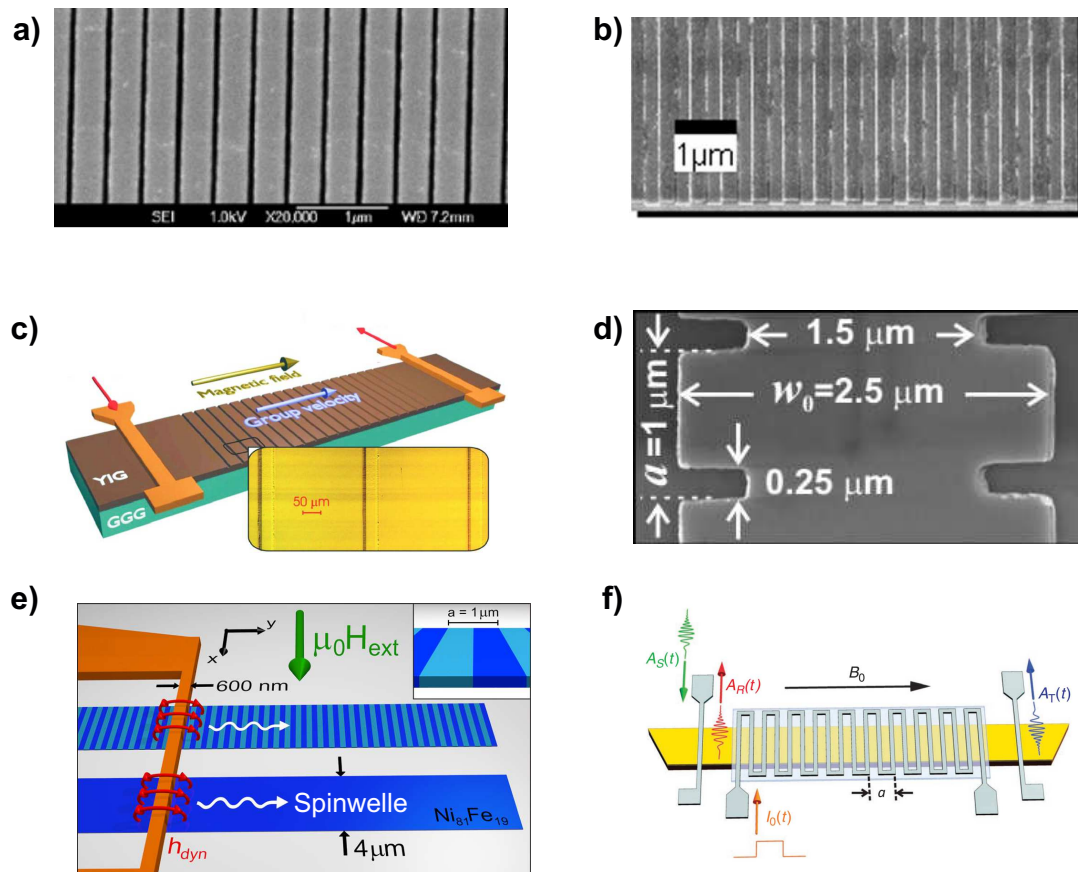


Abbildung 3.1: Realisierung unterschiedlicher magnonischer Kristalle: **a)** Aneinanderreihung von metallischen Streifen [165] **b)** Kombination verschiedener magnetischer Materialien [166] **c)** Änderung der Schichtdicke des Wellenleiters [114] **d)** Modulation der Wellenleiterbreite [167] **e)** periodische Variation der Sättigungsmagnetisierung mittels Ionenimplantation [168] **f)** lokale Modifikation des äußeren Magnetfeldes [169]. Die Abbildungen wurden mit geringen Änderungen aus den genannten Referenzen entnommen.

auch zweidimensionale Kristalle theoretisch und experimentell untersucht [49, 190–210]. Dreidimensionale magnonische Kristalle sind experimentell aufwendig zu erzeugen und somit werden sie in der Literatur nur theoretisch betrachtet [49, 211–213]. Neben statischen magnonischen Kristallen existieren auch flexible Varianten. Sie sind ein- und ausschaltbar beziehungsweise dynamisch [169]. Dynamische magnonische Kristalle wurden zum Beispiel dazu verwendet, um Spinwellen so zu reflektieren, als ob die Zeit rückwärts laufen würde (lineare Zeitumkehr) [214]. Statt magnonischer Kristalle mit zwei möglichen Zuständen (an und aus) existieren außerdem rekonfigurierbare künstliche Materialien [215]. Sie können ihre Eigenschaften mit der Zeit ändern und ermöglichen somit neue Funktionalitäten je nach aktuellem Zustand. Des Weiteren wurden propagierende magnonische Kristalle sowohl mit Schallwellen (lokale Änderung der Anisotropie) als auch Fluxon-Gitter in Ferromagnet/Supraleiter Doppelschichten (lokale Änderung des Magnet-

3.1 Experimentelle Realisierung optisch induzierter magnonischer Kristalle

feldes) realisiert und damit der Spinwellen-Doppler Effekt nachgewiesen [216,217]. Magnonische Kristalle können zur Datenverarbeitung mit Spinwellen genutzt werden [123]. Sie dienen zum Beispiel als Teile logischer Schaltungen [218, 219] und Kurzzeit-Datenspeicher [52, 53]. Sie werden nicht nur als Leiter oder Filter, sondern auch als Sensoren [220–222], Verzögerungsstrecken [223], Phasenschieber [224], Signal- und Zeitumkehrer [52,214], Leistungsbeschränker [225], nichtlineare Verstärker in Magnon Transistoren [54] und in Autooszillatoren [223] eingesetzt. Die meisten der hier vorgestellten magnonischen Kristalle haben fixe Parameter. Das in dieser Arbeit neu entwickelte Verfahren der optischen Manipulation der magnetischen Materialeigenschaften hat das Potential in kurzer Zeit komplexe zweidimensionale rekonfigurierbare Strukturen zu erzeugen. Dies wird in den folgenden Abschnitten gezeigt.

3.1. Experimentelle Realisierung optisch induzierter magnonischer Kristalle

Die Experimente zur Realisierung optisch induzierter magnonischer Kristalle in Kapitel 3.1 wurden mit einem 5 μm dicken und 1,5 mm breiten YIG Film durchgeführt. Die Mikrowellenleistung zur Anregung der Spinwellen beträgt -10dBm . Das externe magnetische Feld $\mu_0 H_{\text{ext}}$ beträgt $(180 \pm 1)\text{mT}$ und zeigt von der Anregungs- zur Detektionsantenne. Somit ist der magnetische Wellenleiter parallel zur Filmebene magnetisiert und es werden Rückwärts-Volumenmoden angeregt. Die meisten in der Literatur dokumentierten magnonischen Kristalle wurden in dieser Geometrie untersucht, sodass die nachfolgenden Ergebnisse vergleichbar sind. Im Gegensatz zu den magnonischen Kristallen im vorigen Abschnitt, sind die in dieser Arbeit vorgestellten Typen völlig frei rekonfigurierbar: Bei Abschaltung des Lasers nähert sich die optisch induzierte Temperaturverteilung mit der Zeit durch Wärmeleitung und -strahlung gemäß der Wärmeleitungsgleichung (2.3) der Raumtemperatur an. Somit können auf einer einzigen Probe unterschiedliche Strukturen erzeugt und untersucht werden. Bei dauerhafter Belichtung der Probe tendiert das räumliche Temperaturprofil mit der Zeit dazu eine gaußförmige Verteilung anzunehmen (Fundamentallösung der Wärmeleitungsgleichung [226]). Daher muss die Dauer des Wärmeeintrags so begrenzt werden, dass der Temperaturkontrast möglichst groß wird. Zur Realisierung optisch induzierter magnonischer Kristalle wird dazu die Triggerung durch den Pulsgenerator wie folgt gewählt (siehe Abbildung 3.2): Der akusto-optische Modulator erzeugt einen 6 ms langen monochromatischen Puls, der die Probe erwärmt. Die Spinwellen werden nach 5 ms angeregt und propagieren innerhalb von 364 ns durch die erzeugte Magnetisierungslandschaft zur 1 cm entfernten Detektionsantenne. Mit jedem Laserpuls wird die Frequenz der Spinwelle geändert, sodass ein Transmissionspek-

3.1 Experimentelle Realisierung optisch induzierter magnonischer Kristalle

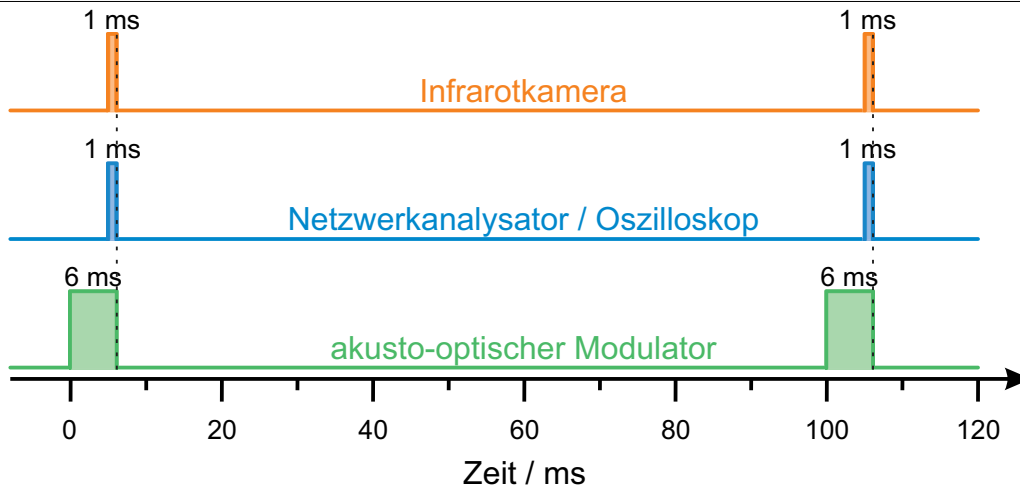


Abbildung 3.2: Schematische Darstellung der Gerätetriggerung mittels TTL Signalen des Pulsgenerators (vergleiche Abbildungen 2.13 und 2.17). Der Messvorgang startet durch die steigende Flanke eines 1 ms langen Spannungspulses.

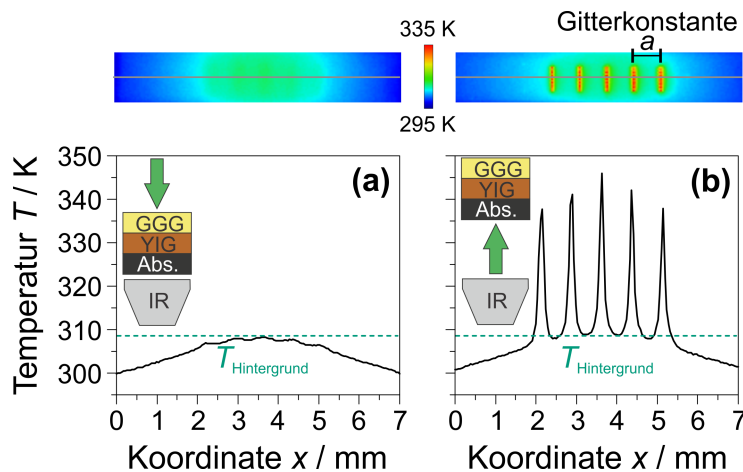


Abbildung 3.3: Experimentell bestimmte Wärmebilder der Probe (oben) bei Beleuchtung von der GGG Seite (a) und der Absorberseite (b). Die graue Linie entspricht der Temperaturverteilung darunter (Abbildung aus [P1]).

trum beziehungsweise die Transmissionscharakteristik der Magnetisierungslandschaft aufgenommen werden kann. Die Infrarotkamera misst ebenfalls nach 5 ms die Temperaturverteilung. Die Repetitionsrate des Vorgangs beträgt 100 ms, sodass die Probe 94 ms abkühlen kann. Die Temperaturverteilung in YIG ist in Abbildung 3.3 exemplarisch für die Gitterkonstante $a = 740 \mu\text{m}$ geplottet. Die bezüglich des Lasers synchronisierte Infrarotkamera misst die resultierende Temperaturverteilung $T(x, y)$ des Absorbers. Abbildung 3.3a zeigt das Temperaturprofil der Probe bei Einfall des Laserlichts auf die Seite mit GGG. Außer einer großflächigen Erhöhung der Temperatur – der Hintergrundtemperatur $T_{\text{Hintergrund}}$ – ist eine leichte Erhöhung der Temperatur an den Stellen, auf die die aus fünf Streifen bestehende Intensitätsverteilung trifft, zu erkennen. Jeder

3.1 Experimentelle Realisierung optisch induzierter magnonischer Kristalle

Streifen besteht aus sieben Foki mit einem Durchmesser von $31\ \mu\text{m}$, die jeweils $124\ \mu\text{m}$ voneinander separiert sind. Aufgrund der Charakteristik des Absorbers (hohe Wärmekapazität, geringe Wärmeleitung) entspricht die Temperaturverteilung nicht derjenigen innerhalb des YIG Wellenleiters, da die Wärmebildkamera hauptsächlich die Temperaturänderung durch die Absorption in YIG misst. Zur Bestimmung der bezüglich der Strukturierung relevanten Temperatur, die durch den Absorber verursacht wird, erfolgt die Beleuchtung der Probe von der Seite des Absorbers. Abbildung 3.3b zeigt die Resultate für diesen Fall. Deutlich voneinander getrennte Temperaturspitzen sind zu erkennen. $T_{\text{Hintergrund}}$ ergibt sich aus dem Mittelwert der Minima zwischen den lokalen Maxima. Da der circa $50\ \mu\text{m}$ dünne Absorber eine geringere Wärmeleitfähigkeit im Vergleich zum Wellenleiter besitzt und in direktem Kontakt mit diesem steht, entspricht die gemessene thermische Landschaft qualitativ dem Temperaturprofil in YIG. Die Hintergrundtemperatur ist aufgrund der Wärmeleitung abhängig von der Gitterkonstante a des magnonischen Kristalls. Die experimentell bestimmten Werte sind in Abbildung 3.4 gezeigt. Da $T_{\text{Hintergrund}}$ ein Mittelwert ist, entsprechen die Fehlerbalken dem Kontrast der thermischen Landschaft. Je größer die Standardabweichung, desto besser ist dieser. Für kleinere Gitterkonstanten nimmt er ab. Der Kurvenverlauf in Abbildung 3.4 lässt sich empirisch mit einer Exponentialfunktion beschreiben:

$$T_{\text{Hintergrund}}(a) = T_0 + T_1 \cdot e^{-a/\delta} . \quad (3.1)$$

Mit den Parametern $T_0 = (305 \pm 1)\ \text{K}$, $T_1 = (22 \pm 1)\ \text{K}$ und $\delta = (485 \pm 44)\ \mu\text{m}$.

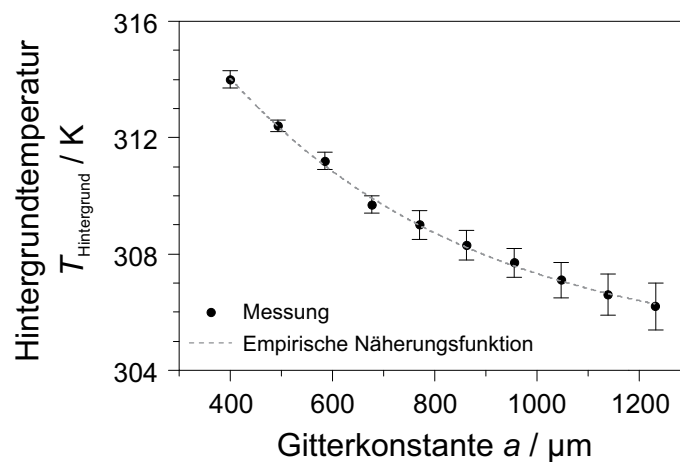


Abbildung 3.4: Abhängigkeit der Hintergrundtemperatur von der Gitterkonstante a (Abbildung aus [P1]).

3.1.1 Eindimensionale magnonische Kristalle

3.1.1.1 Beobachtung von Bandlücken im Spektrum optisch induzierter magnonischer Kristalle

Zur Demonstration der Tauglichkeit des in dieser Arbeit vorgestellten neuen Strukturierungsverfahrens werden in diesem Kapitel magnonische Kristalle mit unterschiedlichen Gitterkonstanten a auf der gleichen Probe erzeugt. Nachdem zuvor das Temperaturprofil innerhalb der Probe diskutiert wurde, erfolgt nun die Untersuchung der Propagation von Spinwellen durch die resultierende räumliche Magnetisierungsverteilung. In der näherungsweise eindimensionalen Magnetisierungslandschaft $M_S(x)$ zwischen den Antennen in Abbildung 3.5 ist folgendes Verhalten der Spinwellen zu erwarten: Sie propagieren von der Anregungsantenne mit $T = 301$ K Richtung ma-

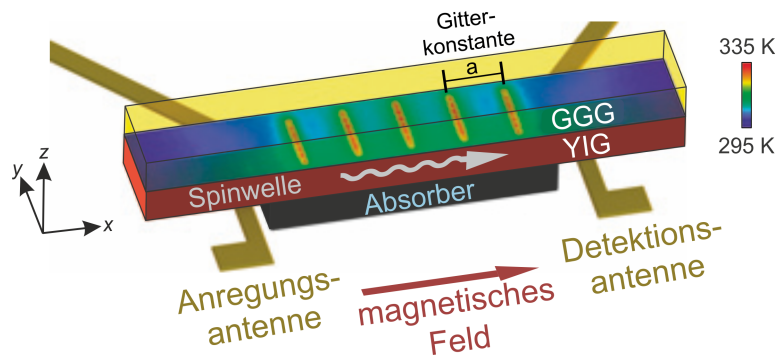


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der Anregungs- und Detektionsantennen und der Probe. Die Temperaturverteilung aus Abbildung 3.3 (rechts) ist auf dem Wellenleiter gezeigt. Aufgrund der Orientierung des äußeren Magnetfeldes werden Rückwärts-Volumenmoden betrachtet (Abbildung aus [P1]).

gnonischem Kristall mit einer Hintergrundtemperatur von $T = 309$ K. Während der Propagation ändert sich die Wellenlänge aufgrund der Energieerhaltung kontinuierlich [227], sodass die Spinwellenimpedanz näherungsweise angepasst ist und keine Reflexionen auftreten. Innerhalb der Region des optisch induzierten magnonischen Kristalls verursachen die Spitzen der Temperaturbeziehungsweise Magnetisierungsverteilung starke Reflexionen. Nachdem die Spinwelle den magnonischen Kristall verlassen hat, wird die Wellenlänge kontinuierlich zu dem ursprünglichen Wert zurücktransformiert und an der Detektionsantenne bei $T = 301$ K gemessen. Der vektorielle Netzwerkanalysator aus Abschnitt 2.3 bestimmt die transmittierte Spinwellenleistung beziehungsweise den Streuparameter S_{21} in Dezibel als Funktion der Frequenz f . Die Transmission durch fünf thermische Barrieren (blaue Linie) und eine Referenzmessung (rote Linie), bei der nur die Hintergrundtemperatur ohne Temperaturspitzen präsent ist, sind in Abbildung 3.6 gezeigt. Vier Bandlücken sind als Einbruch der Transmissionscharakteristik im Vergleich zur Referenz im Bereich zwischen 6,9 und 7,0 GHz deutlich zu erkennen. Die ferromagnetische Resonanzfrequenz

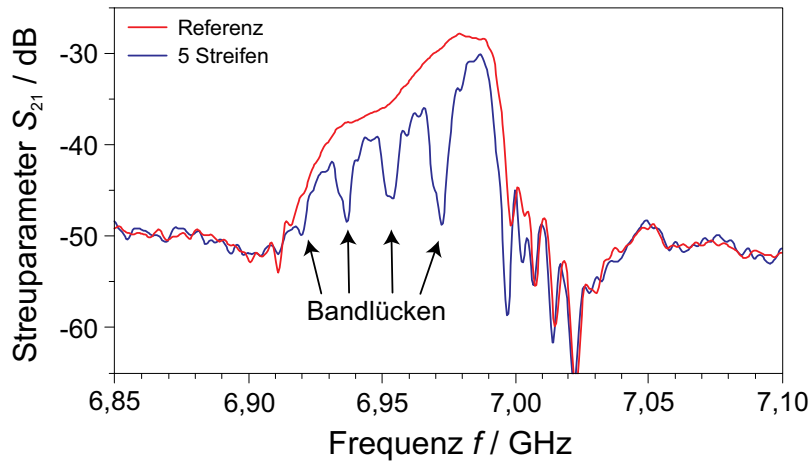


Abbildung 3.6: Streuparameter S_{21} der von Antenne 1 durch die optisch beziehungsweise thermisch induzierte Magnetisierungslandschaft zu Antenne 2 propagierenden Spinwellen (vergleiche Abbildungen 2.11 und 3.5). Der Frequenzbereich, in dem Spinwellen existieren, ist durch die Antennencharakteristik (erste Nullstelle im Anregungsspektrum bei circa 6,91 GHz, vergleiche Abbildung 2.8) und der ferromagnetischen Resonanzfrequenz (bei circa 6,99 GHz) gegeben. Die Stärke des direkten elektromagnetischen Signals zwischen den beiden Antennen ist circa -50 dB (Abbildung aus [P1]).

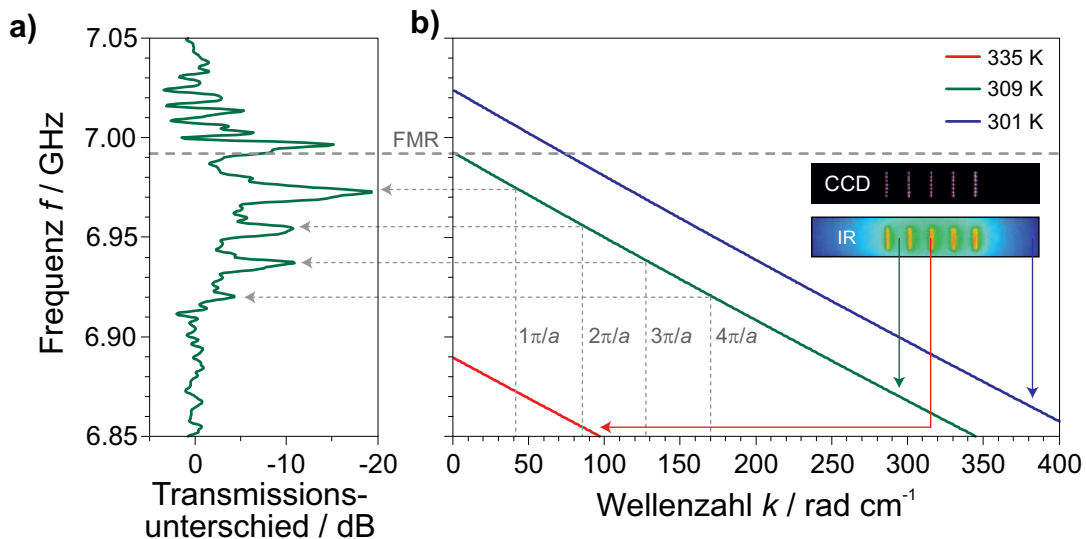


Abbildung 3.7: **a)** Auf die Referenzmessung normierte Transmission (Subtraktion der Messwerte in Abbildung 3.6 auf einer logarithmischen Skala) als Funktion der Frequenz f . **b)** Für unterschiedliche Temperaturen berechnete Dispersionsrelationen von Rückwärts-Volumenmoden. Die Wahl der Temperaturen erfolgt anhand der durch die Intensitätsverteilung (CCD) induzierten Temperaturprofile (IR) (Abbildung aus [P1]).

befindet sich bei 6,99 GHz. Zum Verständnis dieser Charakteristik ist die Betrachtung der Dispersionsrelation der Rückwärts-Volumenmoden nötig. Der Transmissionsunterschied beziehungsweise die Subtraktion der Daten beider Messungen aus Abbildung 3.6 ist in Abbildung 3.7a gezeigt. Durch Erhöhung der Temperatur verringert sich die Sättigungsmagnetisierung gemäß Gleichung (1.7). Daher verschiebt sich die Dispersionsrelation in Abbildung 3.7b zu niedrigeren Fre-

3.1 Experimentelle Realisierung optisch induzierter magnonischer Kristalle

quenzen. Zur analytischen Beschreibung der Transmissionscharakteristik wird – statt der Temperatur an den Antennen oder den Maxima der thermischen Landschaft – die Dispersionsrelation der Hintergrundtemperatur herangezogen ($T_{\text{Hintergrund}} = 309 \text{ K}$). Den Transmissionseinbrüchen lassen sich so Wellenzahlen zuordnen, die einem Vielfachen m von $\frac{\pi}{a}$ entsprechen, wie laut Theorie zu erwarten ist (siehe Abschnitt 1.6).

Zur Demonstration der Flexibilität beziehungsweise Rekonfigurierbarkeit der Strukturierung ist in Abbildung 3.8 die Transmission magnonischer Kristalle mit unterschiedlichen Gitterkonstanten gezeigt. Für die Messung wurde die gleiche Probe verwendet. Hier wird die Stärke der entwickelten Methode gegenüber statischer Strukturierungsverfahren deutlich: Die Gitterkonstante kann durch simple Änderung des Hologramms modifiziert werden. In dem zweidimensionalen Graustufenbild 3.8 wurden 27 äquidistant verteilte Gitterkonstanten im Bereich zwischen 400 und 1200 μm untersucht. Die normierte Transmission als Funktion der Frequenz f und der Gitterkonstante a ist geplottet. Die weiß gestrichelten Linien entsprechen sowohl der ferromagnetischen Resonanzfrequenz (kurz FMR) als auch den Positionen der mit Hilfe der Dispersionsrelation (1.76) für Rückwärts-Volumenmoden und Gleichung 1.7 berechneten Bandlücken. Die Änderung der Hintergrundtemperatur gemäß der empirischen Näherungsfunktion (3.1) wurde berücksichtigt. Die analytisch berechneten Frequenzen der Bandlücken stimmen mit den experimentellen Daten überein.

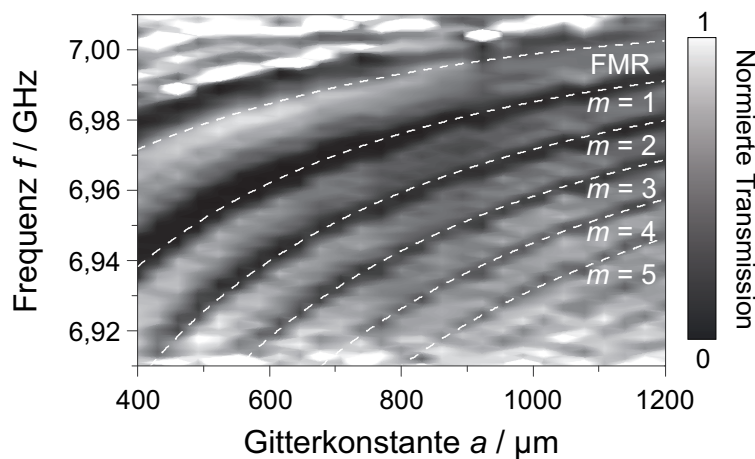


Abbildung 3.8: Auf Referenzmessung normierte Transmission durch die Magnetisierungslandschaft als Funktion der Frequenz f und der Gitterkonstante a . Die experimentellen Daten werden mit der theoretischen Erwartung (gestrichelte Linien) verglichen (Abbildung aus [P1]).

3.1.1.2 Analytische Beschreibung der auftretenden Bandlücken mittels des Transfermatrixformalismus

Zur Berechnung der Transmissionscharakteristik von Spinwellen durch einen magnonischen Kristall, lassen sich Transfermatrizen verwenden (siehe Abschnitt 1.6). Diese werden hier verallgemeinert und erstmals zur Beschreibung von sich stetig ändernden Magnetisierungslandschaften verwendet. Als Grundlage hierzu dienen die experimentellen Daten der Wärmebildkamera aus Abbildung 3.3, mit denen sich die räumliche Sättigungsmagnetisierung $M_S(x)$ berechnen lässt. Das Laserlicht beleuchtet die Probe von der Seite des Absorbers und die Laserleistung wurde auf 30% der maximalen Leistung reduziert. Dies entspricht der Transmission des Lichtes durch GGG/YIG ohne Absorber. Für jeden Punkt der räumlichen Temperaturverteilung mit einer Breite von $45\ \mu\text{m}$ werden die Transfermatrizen berechnet und anschließend alle miteinander multipliziert. Abbildung 3.9 vergleicht die resultierende theoretisch berechnete Transmission (durchgezogene Linie) mit den experimentellen Daten des Netzwerkanalysators (gestrichelte Linie). Die Berechnungen

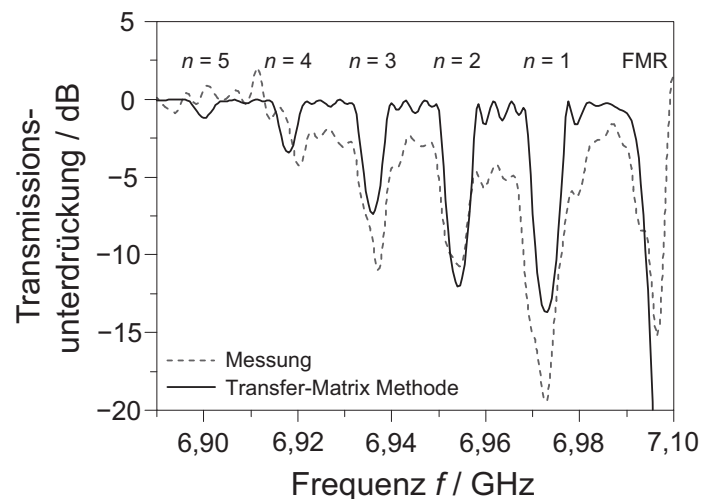


Abbildung 3.9: Vergleich der analytisch berechneten Transmissionsunterdrückung mit den experimentellen Daten aus Abbildung 3.7a. Aufgrund der geänderten Energiedichte der Intensitätsverteilung muss die Hintergrundtemperatur so angepasst werden, dass der Wert der maximalen Leistung bei Lichteinfall auf den Absorber entspricht (Abbildung aus [P1]).

stimmen qualitativ mit den Frequenzen der jeweiligen Bandlücken als auch mit der Transmissionsunterdrückung des Spinwellensignals überein. Abweichung des theoretischen Modells zum Experiment sind auf die Vernachlässigung der temperaturabhängigen Dämpfung zurückzuführen.

3.1.1.3 Untersuchung der Dynamik der Magnetisierungslandschaft

Dynamische Variationen der Magnetisierungslandschaft bieten das Potential im Rahmen der Magnonik neue Untersuchungsfelder und Anwendungen zu erschließen. Daher wurden zusätzliche

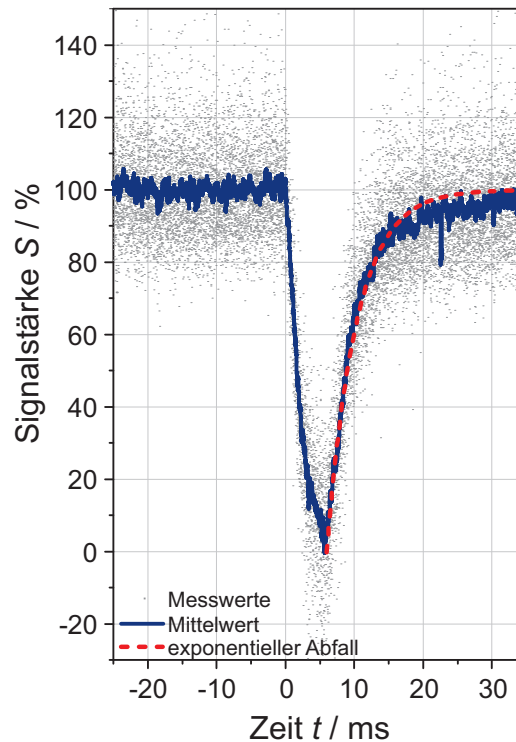


Abbildung 3.10: Experimentell mit dem Oszilloskop bestimmten Zeitverhalten der Transmission einer Spinwelle durch einen optisch induzierten magnonischen Kristall. Die Anregungsfrequenz beträgt 6,971 GHz und entspricht somit der fundamentalen Bandlücke (Abbildung aus [P1]).

Messungen bezüglich der Dynamik von Magnetisierungslandschaften durchgeführt. Dazu wurde der Frequenzgenerator und das Oszilloskop aus Abschnitt 2.3 verwendet (siehe außerdem Abbildung 2.13). Das schnelle Oszilloskop misst das Transmissionssignal in Abhängigkeit der Zeit. In Abbildung 3.10 ist die obere Einhüllende der Spinwellenamplitude gezeigt (Detektion der Maxima und Minima des oszillierenden Signals). Die Anregungsfrequenz beträgt 6,971 GHz und entspricht der Frequenz der fundamentalen Bandlücke (siehe Abbildungen 3.6, 3.7 und 3.9). Das Signal $S(t)$ wurde auf den Mittelwert der Messdaten (graue Punkte) im Bereich -25 bis 0 ms normiert. Die breite statistische Verteilung ist dem Grundrauschen des Oszilloskops geschuldet. Zur besseren Veranschaulichung werden die Daten über 25 Messpunkte geglättet dargestellt (blaue Linie). Der Laserpuls trifft die Probe bei $t = 0$ ms. Nach ungefähr 6 ms erreicht die Signalstärke der Spinwelle 0%. Die Bestimmung der Relaxationszeit $t_{\text{Relaxation}}$ erfolgt mit einer exponentiellen Näherungsfunktion ($S_0 = 100\%$):

$$S(t) = S_0 \cdot \left[1 - e^{-(t-t_0)/t_{\text{Relaxation}}} \right]. \quad (3.2)$$

$t_{\text{Relaxation}}$ entspricht $(4,33 \pm 0,01)$ ms. Zehn Millisekunden nach dem $t_0 = 6$ ms langen Laserpuls regeneriert sich das Spinwellensignal auf circa 90% des anfänglichen Wertes bei $t < 0$ ms. Durch

Vergleich der Relaxationszeit mit typischen Zeiten einer Präzession der magnetischen Momente ($\frac{1}{7\text{GHz}} \approx 143\text{ ps}$) und der Propagationszeit zwischen den Antennen (einige hundert Nanosekunden) ist ersichtlich, dass mit dem vorgestellten Versuchsaufbau keine dynamischen Effekte – wie die lineare Zeitumkehr in Referenz [214] – erzeugt und untersucht werden können. Die in dieser Arbeit entwickelte Strukturierungsmethode kann aber so erweitert werden, dass dies möglich ist. Näheres hierzu wird in Abschnitt 3.4 diskutiert.

3.1.2 Quasi-zweidimensionale magnonische Kristalle

Das Potential der neuen Strukturierungsmethode wird nachfolgend zusätzlich anhand zweidimensionaler Magnetisierungslandschaften demonstriert. Dazu werden magnonische Kristalle mit einer zweiten Gitterkonstante erzeugt: Die mittleren 3 Foki der Streifen der Intensitätsverteilung werden in x -Richtung verschoben. Da lediglich die Propagation der Spinwellen in gleicher Richtung betrachtet wird, handelt es sich um quasi-zweidimensionale magnonische Kristalle. Die Transmissionscharakteristika werden mit dem eindimensionalen Fall (Abbildung 3.11, oben) verglichen. Der mittlere (untere) Graph in dieser Abbildung zeigt die Verschiebung der Foki um eine viertel (halbe) Gitterkonstante a . Außerdem ist die jeweilige Intensitätsverteilung $I(x, y)$ (Graustufenbilder der CCD Kamera) und das Temperaturprofil $T(x, y)$ der Infrarotkamera gezeigt. Es wird die gleiche Probe wie im vorigen Abschnitt verwendet. Durch die Existenz zweier Gitterkonstanten lassen sich die Bandlücken gezielt an- beziehungsweise ausschalten: Im mittleren Graphen verschwindet die zweite Bandlücke während im unteren die erste und dritte Bandlücke im Vergleich zum eindimensionalen Fall nicht mehr existieren. Zur qualitativen Beschreibung dieses Verhaltens wird die effektive Intensitätsverteilung $I_{\text{eff}}(x)$ entlang der Spinwellenpropagationsrichtung betrachtet (Abbildung 3.12a). $I_{\text{eff}}(x)$ ist der normierte Mittelwert der mit der CCD Kamera bestimmten Intensität in y -Richtung für jeden Punkt x . Die schnelle Fouriertransformation $\mathcal{F}[I_{\text{eff}}]$ ist in Abbildung 3.12b dargestellt. Die Intensitätsverteilung $I_{\text{eff}}(x, y)$ entspricht qualitativ dem räumlichen Profil der Sättigungsmagnetisierung $M_S(x, y)$. Die FFT der räumlichen Magnetisierung ergibt das Spektrum der Spinwellen-Wellenvektoren, die durch die Magnetisierungslandschaft propagieren können. So lassen sich den Bandlücken Wellenzahlen zuordnen (stark und schwach ausgeprägte lokale Maxima in Abbildung 3.12b). Die obige qualitative Beschreibung erklärt die Existenz beziehungsweise das Verschwinden einzelner Bandlücken, verursacht durch Reflexion und Interferenz der Spinwellen für die gegebene Magnetisierungslandschaft beziehungsweise die quasi-zweidimensionalen magnonischen Kristalle.

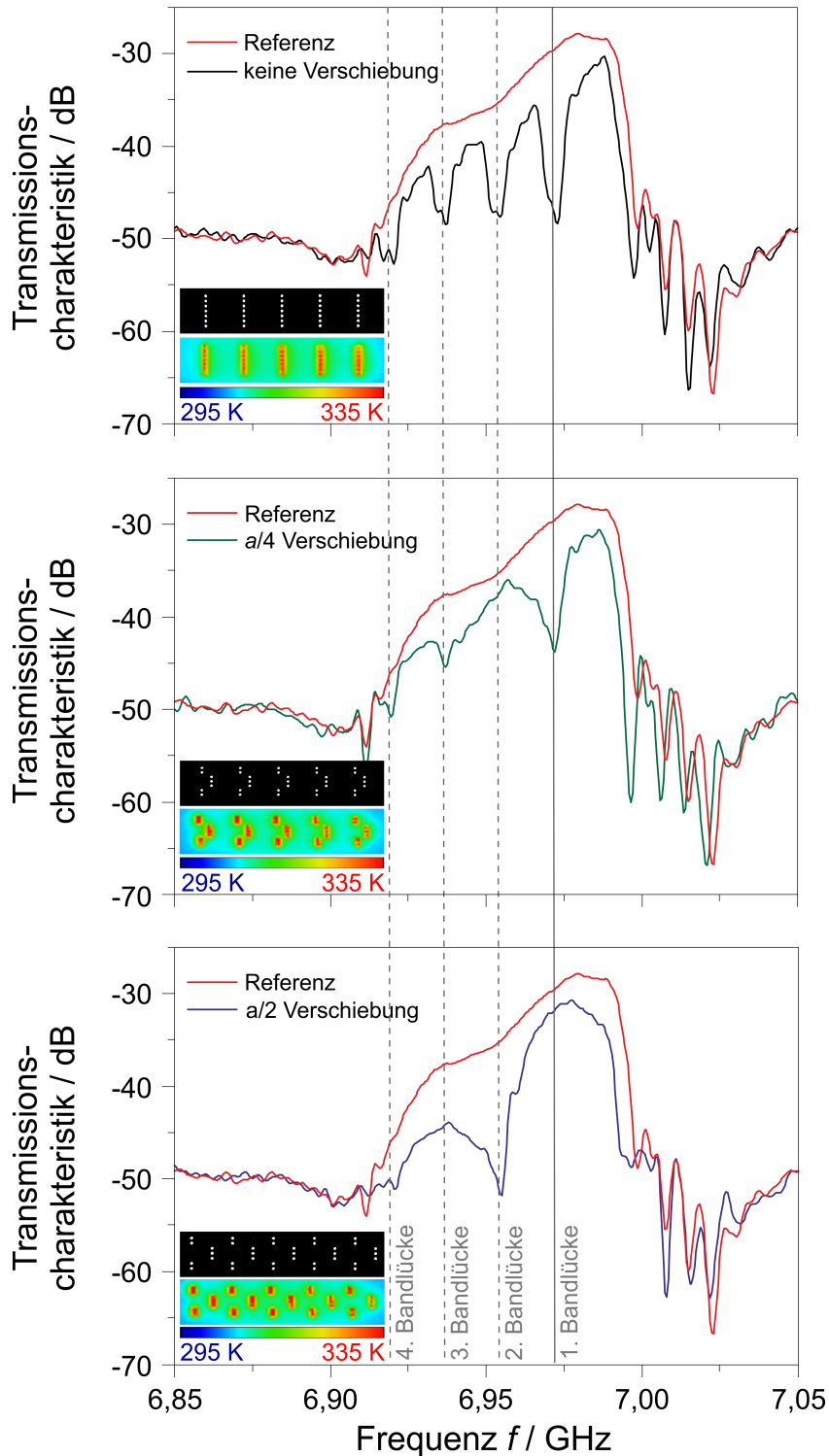


Abbildung 3.11: Die verschiedenen Intensitätsverteilungen $I(x, y)$ (Graustufenbild, CCD Kamera) induzierten Temperaturprofile $T(x, y)$ (Farbskala, Infrarotkamera) und somit Magnetisierungslandschaften $M_S(x, y)$. Die Transmissionscharakteristiken von Spinwellen durch diese Profile der Sättigungsmagnetisierung beziehungsweise unterschiedlicher quasi-zweidimensionaler magnonischer Kristalle und der Vergleich mit dem eindimensionalen Fall aus Abbildung 3.6 sind gezeigt. (Abbildung aus [P1]).

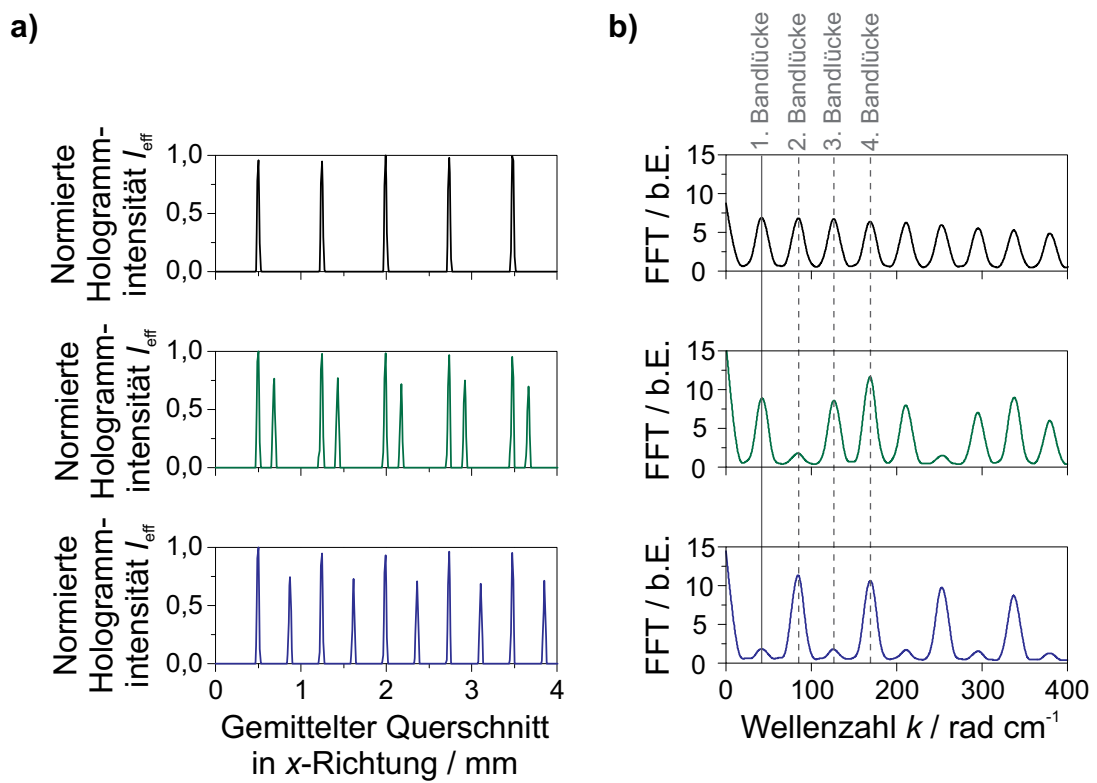


Abbildung 3.12: Qualitative Beschreibung des gezielten An- beziehungsweise Ausschaltens der Bandlücken in einem quasi-zweidimensionalen magnonischen Kristall (Abbildung aus [P1]).

3.2. Konvertierung von Rückwärts-Volumen- und Oberflächenmoden

Eine weitere Demonstration der Tauglichkeit optisch induzierter zweidimensionaler Magnetisierungslandschaften soll nachfolgend in diesem Kapitel vorgestellt werden: die Modenkonzertierung in parallel zur Filmebene magnetisierten Proben. Es wird ein $6,6\mu\text{m}$ dicker und $3,0\text{mm}$ breiter YIG Film verwendet. Nachfolgend sei die Propagationsrichtung der Rückwärts-Volumenmoden die x -Richtung, während sich die Oberflächenmoden in die y -Richtung ausbreiten. Gemäß den Dispersionsrelationen des jeweiligen Modentyps in Abbildung 3.13 existiert bei räumlich konstanter Sättigungsmagnetisierung keine gemeinsame Frequenz, außer der ferromagnetischen Resonanzfrequenz FMR, und eine Drehung der Propagationsrichtung um 90° ist aufgrund der Energieerhaltung nicht möglich. Zur Anpassung des Frequenzunterschieds kommen unterschiedliche Ansätze in Frage: nichtlineare Multi-Magnon- beziehungsweise Vielteilchen-Streuprozesse [87,93,228,229] zum Beispiel Brillouin- oder Raman-Streuung [230,231] nichtstationäre Mechanismen in dynamischen magnonischen Kristallen [214,232] oder mittels des Doppler Effekts [233,234]. Die Modifikation des Impulses von Magnonen kann mit nicht homogenen magnetischen Materialien [106,235–240] oder lateraler Strukturierung des Wellenleiters [241,242] erfolgen. Lokale Inhomogenitäten stellen Streuzentren dar, sodass die Änderung des Impulses oder der Propagationsrichtung sehr groß ist und unkontrollierbare Reflexionen auftreten beziehungsweise die gezielte Änderung der Propagation nicht möglich ist. In dieser Arbeit wird ein alternativer, reflexionsloser Ansatz vorgestellt, der

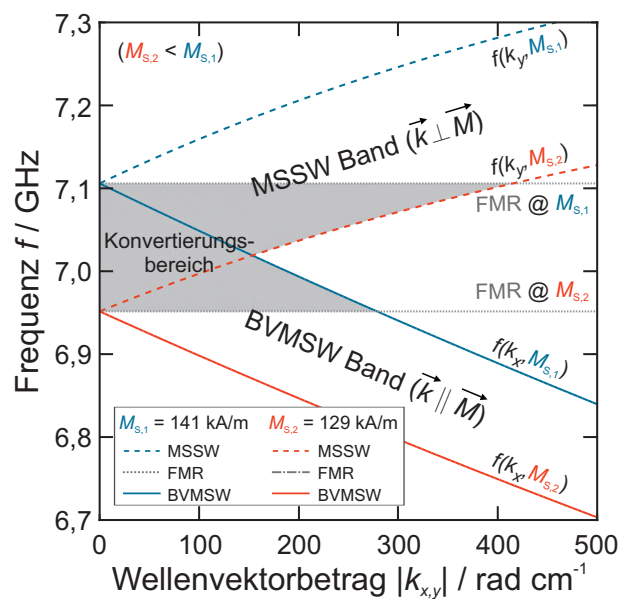


Abbildung 3.13: Dispersionsrelationen von Rückwärts-Volumen- und Oberflächenmoden (BVMSW beziehungsweise MSSW) für unterschiedliche Werte der Sättigungsmagnetisierung M_S (Abbildung aus [P4]).

3.2 Konvertierung von Rückwärts-Volumen- und Oberflächenmoden

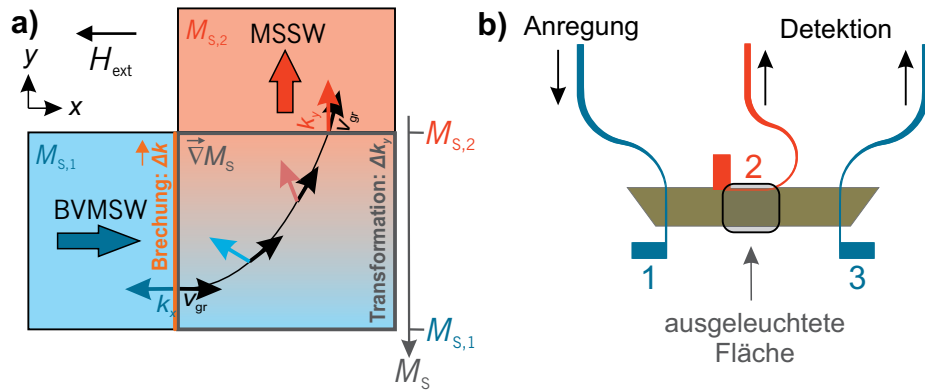


Abbildung 3.14: Schema der Modenkonvertierung. **a)** Die Spinwellen propagieren von einem Bereich mit Sättigungsmagnetisierung $M_{S,1}$ in eine erwärmte Region mit $M_{S,2} < M_{S,1}$ durch einen Magnetisierungsgradienten. Dabei findet Modenkonvertierung statt. **b)** Konfiguration der Antennen zur Anregung und Detektion der Spinwellen (vergleiche Abbildung 2.11b). Die ausgeleuchtete Fläche entspricht einem Quadrat mit 3 mm Seitenlänge. Die Anregungsstärke der Spinwellen ist -5 dBm (Abbildung aus [P4]).

auf Magnetisierungsgradienten beruht. Findet die kontinuierliche räumliche Änderung von M_S auf Skalen größer der Wellenlänge statt, so sind die Impedanzen näherungsweise angepasst und Reflexionen werden minimiert. Durch die Änderung der Parameter der Dispersionsrelation wie beispielsweise der Sättigungsmagnetisierung verschiebt sich $f(k)$ zu anderen Frequenzen, wodurch die Konvertierung von Spinwellenmoden möglich ist (siehe Abbildung 3.13). In stetigen Magnetisierungsgradienten existieren alle Werte von M_S zwischen dem minimalen und maximalen Wert (rote und blaue Kurven in Abbildung 3.13). Dadurch entsteht je ein Spinwellenband bezüglich den Rückwärts-Volumen- und Oberflächenmoden. Beide Bänder überlappen, sodass ein Konvertierungsbereich entsteht, indem BVMSW und MSSW Moden ineinander umgewandelt werden können (in Abbildung 3.13 grau markiert). Die Grenzen des Bereichs sind gegeben durch $FMR_{1,2}$ mit der jeweiligen Sättigungsmagnetisierung $M_{S,1}$ beziehungsweise $M_{S,2}$.

Nun soll genauer auf den Mechanismus des zweidimensionalen Magnonentransports beziehungsweise der Konvertierung von Rückwärts-Volumen- und Oberflächenmoden eingegangen werden. Die schematische Darstellung des nachfolgenden Sachverhalts ist in Abbildung 3.14a gezeigt. BVMSW Moden werden im blauen Bereich mit der Sättigungsmagnetisierung $M_{S,1}$ angeregt. Die Detektion der MSSW Moden findet bei $M_{S,2}$ statt (roter Bereich). Zur Erfüllung der Impulserhaltung müssen die Wellenvektoren transformiert beziehungsweise konvertiert werden. Die grau umrandete Fläche dazwischen repräsentiert räumlich den Konvertierungsbereich in Abbildung 3.13. Die Umwandlung der Wellenvektoren wird durch die Brechung beim Eintritt in die beliebig geformte Magnetisierungslandschaft eingeleitet (orange Linie in Abbildung 3.14a). Ein Magnetisierungsgradient in y -Richtung beziehungsweise senkrecht zur ursprünglichen Propagationsrichtung

3.2 Konvertierung von Rückwärts-Volumen- und Oberflächenmoden

bricht die Symmetrie des Wellenleiters und ermöglicht somit die Drehung der Wellenvektoren (farbige Vektoren) als auch der Gruppengeschwindigkeiten (schwarze Vektoren). Der Energiefluss durch die Magnetisierungslandschaft ist durch v_G gegeben. In Abbildung 3.14b ist die entsprechende Leiterbahnanordnung des Experiments gezeigt (vergleiche Kapitel 2.3 und Abbildung 2.11). Aufgrund der Orientierung des äußeren Magnetfeldes \mathbf{H}_{ext} parallel zur x -Richtung, können die Antennen 1 und 3 Rückwärtsvolumenmoden anregen und detektieren ($H_{\text{ext}} = (180 \pm 1) \text{ mT}$). Die Antenne mit Nummer 2 wird bezüglich der Detektion von Oberflächenmoden verwendet. Im Bereich dieser Antenne entsteht der optisch induzierte Magnetisierungsgradient (in der Mitte des Wellenleiters). Die unterschiedlichen Sättigungsmagnetisierungen werden – wie im vorigen Kapitel – durch Absorption von beliebig geformten Intensitätsverteilungen erzeugt. Somit befindet sich Antenne 2 bei höheren Temperaturen im Vergleich zu Antenne 1 und 3. Das obige Schema der Konvertierung gilt für alle Einfallswinkel der Spinwellen in die Magnetisierungslandschaft unter Berücksichtigung von \mathbf{H}_{ext} .

3.2.1 Experimentelle Realisierung der Modenkonzertierung durch optisch induzierte Magnetisierungsgradienten

Zur Konvertierung der Moden ist also ein Magnetisierungsgradient $\nabla M_S(x, y)$ beziehungsweise die Brechung der Wellenleitersymmetrie erforderlich. Die optimale Form von $\nabla M_S(x, y)$ und dessen experimentelle Realisierung mittels computergenerierter Hologramme wird in diesem Abschnitt diskutiert. Um möglichst große Temperaturunterschiede zu erzeugen, wird der Laser in diesem Experiment nicht mittels des akusto-optischen Modulators gepulst (kontinuierliche Beleuchtung). Der Einfachheit halber werden zunächst drei simple homogene Intensitätsverteilungen betrachtet, die in Abbildung 3.15 dargestellt sind: zwei gleichseitige Dreiecke mit langer Seite entweder an der unteren (b) oder oberen Kante des Wellenleiters (d) und ein Quadrat (c). Als Referenz dient die Probe ohne Intensitätsverteilung (a). Für all diese Fälle sind zusätzlich die zugehörigen Streuparameter gezeigt. Eine homogene Intensitätsverteilung erzeugt aufgrund der intrinsischen Wärmeleitung von YIG ein nicht gleichförmiges Temperaturprofil – einen Temperatur- beziehungsweise Magnetisierungsgradienten. Zur Gewährleistung der Vergleichbarkeit der unterschiedlichen Fälle, wird die Temperatur an Antenne 2 durch Anpassung der Laserleistung auf der Probe P_L konstant gehalten ($T \approx 335 \text{ K}$). Antenne 1 und 3 sind weit außerhalb der geheizten Region, sodass $M_{S,1}$ und $M_{S,3}$ ungefähr gleich sind und dem Wert der Sättigungsmagnetisierung bei Raumtemperatur entsprechen ($M_{S,1} = M_{S,3} \approx 141 \text{ kA m}^{-1}$). Die Referenzmessung in Abbildung 3.15a zeigt ein typisches BVMSW Spektrum der Spinwellenpropagation von Antenne 1 nach 3 (Streuparameter S_{31})

3.2 Konvertierung von Rückwärts-Volumen- und Oberflächenmoden

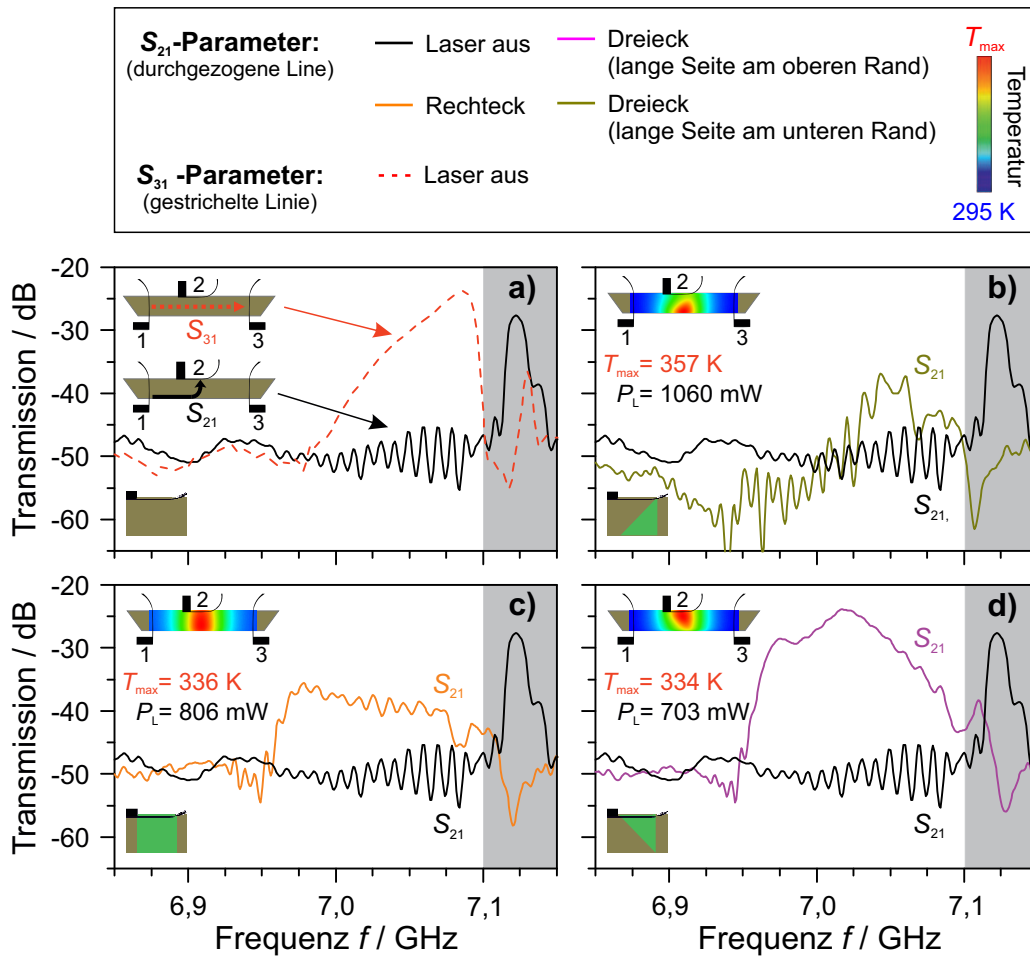


Abbildung 3.15: Streuparameter der Transmission von Antenne 1 nach Antenne 2 oder 3 in Abhängigkeit der Frequenz f . Die Propagation durch von unterschiedlichen Intensitätsverteilungen erzeugten Magnetisierungslandschaften ist gezeigt: (a) Referenzmessung ohne Erwärmung, zwei unterschiedlich orientierte gleichschenklige Dreiecke (b) und (d) als auch einem Quadrat (c) (Abbildung aus [P4]).

im Frequenzbereich von 6,95 bis 7,10 GHz mit einer maximalen Transmission von etwa -24 dB. Dieser Wert ist durch die Anregungs- und Detektionseffizienz der Antennen als auch der intrinsischen Dämpfung der Spinwellen bei der Propagation über eine Entfernung von 10 mm gegeben. Der Streuparameter S_{21} ist annähernd konstant circa -50 dB und entspricht der direkten elektromagnetischen Wechselwirkung der Antennen 1 und 2 untereinander. Es werden somit keine Oberflächenmoden an Antenne 1 angeregt und an Antenne 2 detektiert. Die ferromagnetische Resonanzfrequenz ist hier etwa 7,1 GHz, sodass Signale mit höherer Frequenz für die experimentelle Interpretation nicht von Belang sind (graue Bereiche in Abbildung 3.15). Das ausgeprägte Maximum in dieser Region kann höheren Moden bezüglich der Wellenleiterbreite zugeordnet werden. Das Dreieck mit langer Seite an der unteren Kante des Wellenleiters (in 3.15b) zeigt eine schwache Transmission S_{21} im Frequenzbereich 7,025 bis 7,075 GHz, während die Messung der Spinwellen-

3.2 Konvertierung von Rückwärts-Volumen- und Oberflächenmoden

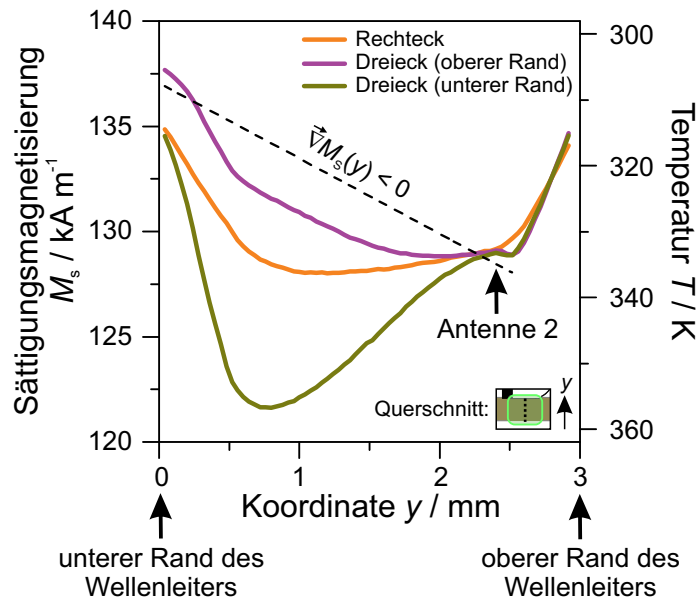


Abbildung 3.16: $M_S(y)$ für verschiedene homogene Intensitätsverteilungen (Abbildung aus [P4]).

propagation durch eine quadratförmige Magnetisierungslandschaft ein stärkeres Signal in einem breiteren Bereich liefert. Die Transmissionscharakteristik der Propagation von Antenne 1 nach Antenne 2 für ein Dreieck mit langer Seite an oberer Kante des Wellenleiters zeigt das stärkste Signal mit -24dB . Die Form des Spektrums ähnelt denen in der Literatur präsentierten [243].

Für die quadratische Intensitätsverteilung ist keine Modenkonvertierung zu erwarten, da die Translationssymmetrie des Systems in y -Richtung nicht gebrochen wird. Daher müssen zum Verständnis der Ergebnisse statt den Intensitätsverteilungen die resultierenden Magnetisierungsprofile untersucht werden. In Abbildung 3.16 sind Querschnitte in y -Richtung durch die Temperaturprofile in der Mitte des Wellenleiters beziehungsweise im Zentrum von Antenne 2 gezeigt. $T(x,y)$ kann mit Hilfe von Gleichung (1.7) in das räumliche Profil der Sättigungsmagnetisierung $M_S(x,y)$ umgerechnet werden. Die Temperaturverteilungen an den Kanten des Wellenleiters bei $y = 0,0\text{mm}$ und $y = 3,0\text{mm}$ weisen einen Temperaturabfall auf, der auf von Neumann und Dirichlet Randbedingungen in der Wärmeleitungsgleichung (2.3) zurückzuführen ist (thermische Isolation beziehungsweise Wärmeabfuhr durch die metallische Antenne). Daher wird die Symmetrie des Systems trotz der homogenen Intensitätsverteilung gebrochen. Der Vergleich der Magnetisierungsprofile $M_S(y)$ mit den Transmissionsspektren aus Abbildung 3.15 zeigt, dass die Konvertierung durch Gradienten der Form $\nabla M_S(y) < 0$ begünstigt wird (Abnahme von M_S zur Antenne hin). Je weiter sich der Bereich des negativen Gradienten über die Wellenleiterbreite erstreckt, desto effektiver die Modenkonvertierung. Positive Magnetisierungsgradienten, wie im Falle des Dreiecks mit langer Seite am unteren Rand des Wellenleiters, wirken nachteilig.

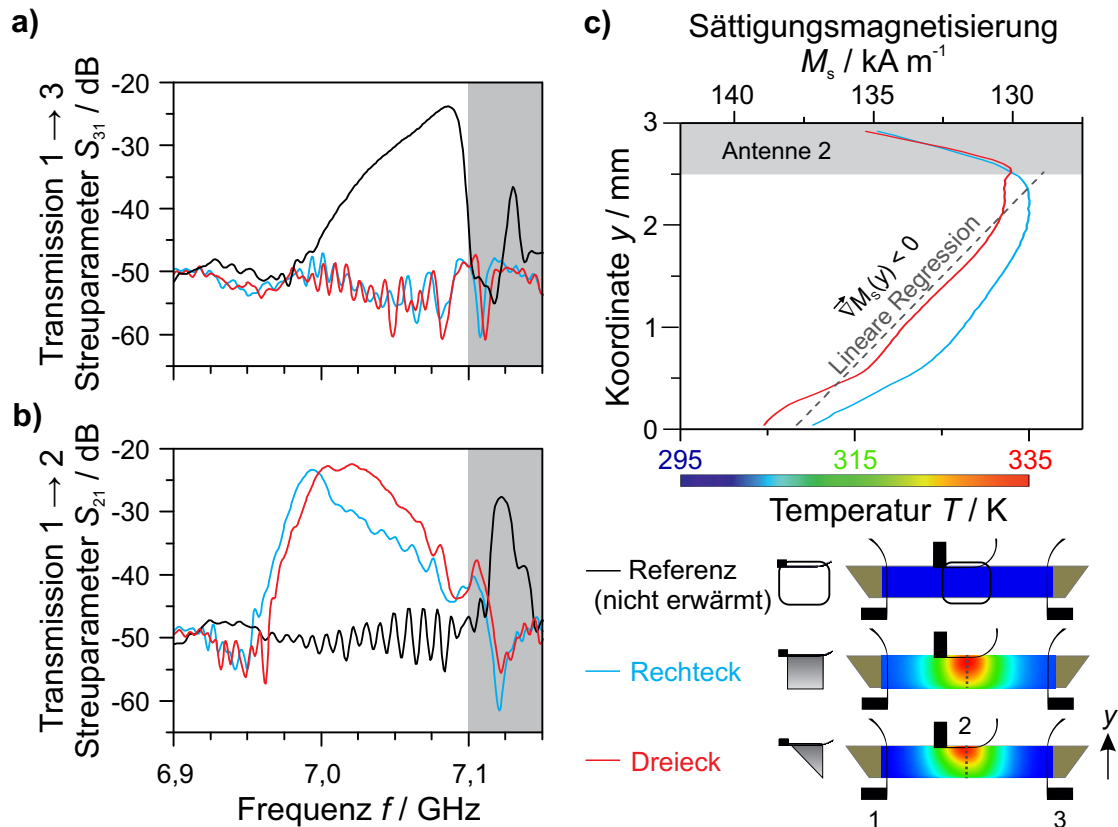


Abbildung 3.17: Transmission der Spinwellen mit Frequenz f durch die Magnetisierungslandschaften, die durch optimierte Intensitätsprofile erzeugt wurden (Abbildung aus [P4]).

Durch Optimierung der Intensitätsverteilung mittels der computergenerierten Hologramme kann die Linearität des Gradienten verbessert und somit die Konvertierungseffizienz gesteigert werden. Hierzu wird statt einer homogenen eine graduelle Intensitätsverteilung verwendet (maximale Intensität an Antenne 2, zwanzig Prozent des maximalen Wertes am unteren Rand des Wellenleiters bei $y = 0$ mm). Die optimierten Magnetisierungslandschaften sind in Abbildung 3.17 gezeigt. Der quadratförmige Intensitätsgradient (hellblaue Kurve) erzeugt ein ähnliches Temperaturprofil wie das Dreieck am oberen Rand des Wellenleiters. Der Gradient der Sättigungsmagnetisierung mit der größten Linearität entsteht durch einen dreieckförmigen, linearen Intensitätsgradienten (rote Kurve) und beträgt $-3,58 \text{ A K}^{-1} \text{ m}^{-1}$ pro mm (Bestimmung mit linearer Regression). Es sind ebenfalls die den Magnetisierungsprofilen zugehörigen Streuparameter S_{21} und S_{31} als auch die Referenzmessung aus Abbildung 3.15 dargestellt. Bei Erwärmung der Probe durch die Intensitätsprofile ist $S_{31} \approx -50 \text{ dB}$, woraus gefolgert werden kann, dass die Spinwellen Antenne 3 nicht erreichen. Im Gegensatz dazu zeigt der S_{21} -Parameter ein deutliches Signal. Die gemessenen Spektren der Oberflächenmoden erstrecken sich über den relevanten Frequenzbereich von 6,95 bis 7,10 GHz mit einer maximalen Transmission von -23 dB (quadratförmiger Intensitätsgradient) beziehungsweise

3.2 Konvertierung von Rückwärts-Volumen- und Oberflächenmoden

se -22 dB (dreieckiger Intensitätsgradient). Im Vergleich zu -24 dB für die dreieckige, homogene Intensitätsverteilung konnte somit die Transmission um einen Faktor 10 beziehungsweise 100 verbessert werden. Die Maximalwerte sind sogar größer als -24 dB für die Transmission von Antenne 1 nach Antenne 3 im ungeheizten Fall. Dies kann durch die geringere Propagationsdistanz und der damit verbundenen Dämpfung erklärt werden. Zudem erhöht sich die Bandbreite des konvertierten Spektrums bei -30 dB von 38 MHz auf 84 MHz. Modenkonvertierung mittels linearen Magnetisierungsgradienten ist insgesamt betrachtet sehr effektiv.

3.2.2 Berechnung der Konvertierungseffizienz

Im vorigen Abschnitt wird gezeigt, dass mittels Magnetisierungsgradienten die streng anisotrop propagierenden Rückwärts-Volumen- und Oberflächenmoden effektiv konvertiert werden können. Nachfolgend soll nun auf die Konvertierungseffizienz eingegangen werden. Die in diesem Abschnitt diskutierten Ergebnisse wurden mit dem dreieckförmigen Intensitätsgradienten erzielt. Durch Erhöhung der Laserleistung und der damit verbundenen größeren Maximaltemperatur beziehungsweise dem stärkeren Magnetisierungsgradienten lässt sich die Modenkonvertierung beeinflussen. In Abbildung 3.18 ist mit Hilfe einer Farbskala gezeigt, dass bei größeren Gradienten die Transmission von Antenne 1 nach 3 nicht mehr stattfindet (dunkelblau: kein Signal, rot: starkes Signal). Die Moden werden also in der Magnetisierungslandschaft konvertiert und dabei quasi in y -Richtung gebrochen. Aufgrund der langsamen Änderung des magnonischen Brechungsindex beziehungsweise der Spinwellenimpedanz ist die Reflexion zu vernachlässigen [227].

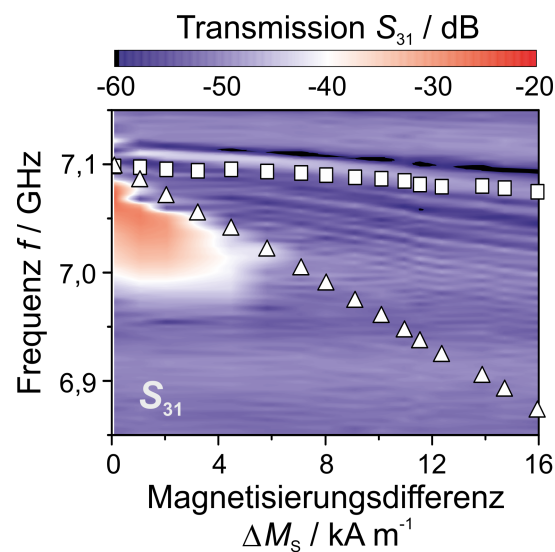


Abbildung 3.18: Farbdarstellung des Streuparameters S_{31} für verschiedene Differenzen der Sättigungsmagnetisierungen $M_{S,1}$ und $M_{S,2}$ (Abbildung aus [P4]).

3.2 Konvertierung von Rückwärts-Volumen- und Oberflächenmoden

Die starken Transmissionssignale an Antenne 2 untermauern diese Annahme. Zur Vereinfachung wird nachfolgend die Differenz der Sättigungsmagnetisierungen $M_{S,1}$ und $M_{S,2}$ an Antenne 1 beziehungsweise Antenne 2 betrachtet, die qualitativ dem Magnetisierungsgradienten entspricht: $\Delta M_S = M_{S,1} - M_{S,2}$. Weiße Quadrate (Dreiecke) entsprechen den ferromagnetischen Resonanzfrequenzen FMR_1 an Antenne 1 (FMR_2 an Antenne 2), die mit den Reflexionsspektren S_{11} (S_{22}) bestimmt wurden (charakteristisches Minimum der Reflexion). Die analytische Betrachtung der Dispersionsrelationen sagt den Überlapp der Bänder in Abbildung 3.13 beziehungsweise den Konvertierungsbereich zwischen FMR_1 und FMR_2 voraus. In Abbildung 3.19a ist ersichtlich, dass exakt in diesem Bereich ein Spinwellensignal detektiert werden kann. Experimentell wird somit verifiziert: Je stärker der Unterschied der Temperatur beziehungsweise Sättigungsmagnetisierung zwischen den Antennen, desto größer die Bandbreite der Konvertierung.

Die Konvertierungseffizienz von Spinwellen lässt sich qualitativ berechnen. Dazu wird der folgende vereinfachte Ansatz gewählt, wobei alle Parameter frequenzabhängig sind. S_{21} beschreibt die normierte Leistung, die von Antenne 1 an Antenne 2 übertragen wird ($0 \leq S_{21} \leq 1$). Die Spinwelle wird bei der Propagation gedämpft (Parameter β) und konvertiert (Parameter γ). Für den gemessenen Streuparameter S_{21} ergibt sich näherungsweise:

$$S_{21} = \Xi_{\text{BVMSW}} \cdot \beta_{\text{BVMSW}} \left(\frac{L}{2} \right) \cdot \gamma \cdot \beta_{\text{MSSW}} \left(\frac{w}{2} \right) \cdot \Xi_{\text{MSSW}}. \quad (3.3)$$

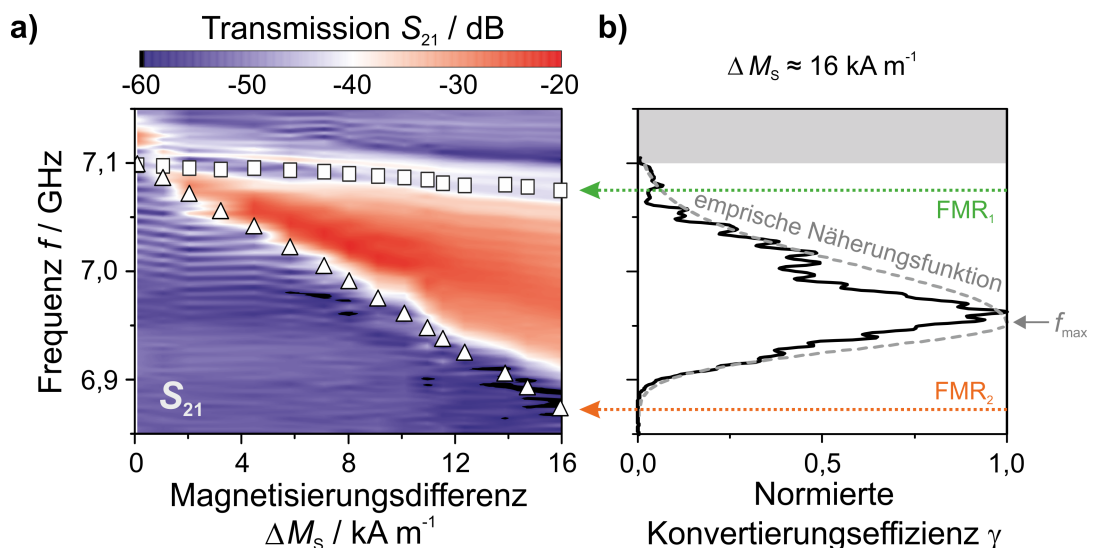


Abbildung 3.19: a) Farbdarstellung der Transmission durch den Magnetisierungsgradienten von Antenne 1 nach Antenne 2 (schwarz: kein Signal, rot: starkes Signal). b) Plot der Konvertierungseffizienz für $\Delta M_S \approx 16 \text{ kA m}^{-1}$ in Abhängigkeit der Frequenz (Abbildung aus [P4]).

3.2 Konvertierung von Rückwärts-Volumen- und Oberflächenmoden

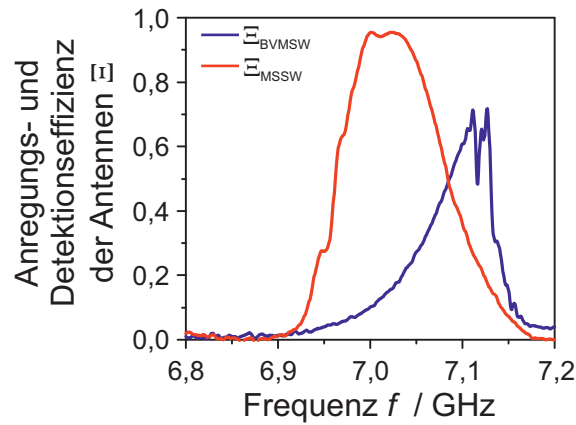


Abbildung 3.20: Graphische Darstellung der Anregungs- und Detektionseffizienz Ξ_{BVMSW} beziehungsweise Ξ_{MSSW} nach Gleichung (3.4) im erwärmten (rot) und kälteren Bereich (blau) des Wellenleiters.

L bezeichnet den Abstand zwischen den Antennen 1 und 3, w ist die Breite des Wellenleiters. Gleichung (3.3) beschreibt die Konvertierung, Anregung und Detektion, sowie die Propagation einer Spinwelle von Antenne 1 zur Mitte des Wellenleiters ($\frac{L}{2}$) in der Mitte der Wellenleiterbreite ($\frac{w}{2}$) bis zu Antenne 2. Die Anregungs- beziehungsweise Detektionseffizienz der Antennen bezüglich der einzelnen Spinwellenmoden wird durch Ξ beschrieben (siehe Abschnitt 2.2). Durch Vernachlässigung der Absorption der Mikrowelle in den Antennen kann die Bandbreite der Antennen zur Anregung und Detektion näherungsweise mit

$$\Xi_{\text{BVMSW}} = 1 - S_{11} \quad \text{und} \quad \Xi_{\text{MSSW}} = 1 - S_{22} \quad (3.4)$$

beschrieben werden. Die Anregungs- beziehungsweise Detektionseffizienz der Antennen ist in Abbildung 3.20 geplottet. Für den Propagationsparameter β gilt:

$$\beta(x) = e^{-2x/l_{\text{Propagation}}} . \quad (3.5)$$

Die Spinwellenintensität klingt exponentiell mit der Propagationsdistanz x ab. $l_{\text{Propagation}}$ ist die Propagationslänge, die in Gleichung (2.1) eingeführt wurde. Sie ist vom Modentyp abhängig. Letztendlich folgt für die Konvertierungseffizienz γ beziehungsweise das Spektrum der Modenkonzertierung:

$$\gamma = \frac{S_{21}}{\Xi_{\text{BVMSW}} \cdot \beta_{\text{BVMSW}}\left(\frac{L}{2}\right) \cdot \beta_{\text{MSSW}}\left(\frac{w}{2}\right) \cdot \Xi_{\text{MSSW}}} . \quad (3.6)$$

In Abbildung 3.19b ist γ normiert und exemplarisch für $\Delta M_S \approx 16 \text{ kA m}^{-1}$ geplottet. Im Bereich zwischen FMR_1 und FMR_2 existiert eine Frequenz f_{max} , bei der die Modenkonzertierung besonders effektiv ist. γ kann mit einer empirischen bi-Gaußschen Funktion genähert und so f_{max} be-

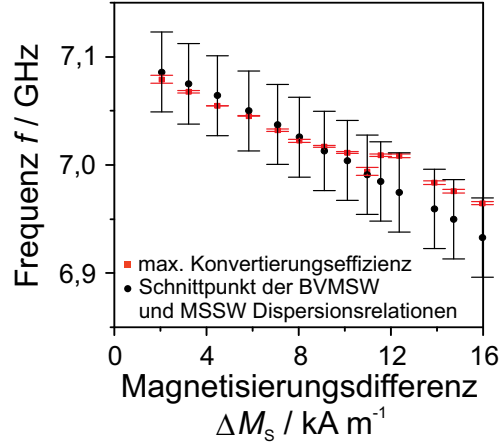


Abbildung 3.21: Vergleich der Maxima der Konvertierungseffizienz mit den Schnittpunkten der Dispersionsrelationen. Die Fehlerbalken resultieren aus der externen Magnetfeldmessung mittels Hallsonde ($\mu_0 \Delta H_{\text{ext}} = 1 \text{ mT}$) beziehungsweise der Bestimmung des Maximums der Fitfunktion (Abbildung aus [P4]).

stimmt werden:

$$\gamma(f) \approx \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_1} \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{f-f_{\text{max}}}{\sigma_1}\right)^2} & , \text{ falls } f < f_{\text{max}} \\ \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_2} \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{f-f_{\text{max}}}{\sigma_2}\right)^2} & , \text{ falls } f \geq f_{\text{max}} \end{cases} \quad (3.7)$$

σ_1 und σ_2 entspricht der links- beziehungsweise rechtsseitigen Standardabweichung. In Abbildung 3.21 sind die so bestimmten Maxima gegen die Magnetisierungsdifferenz ΔM_S aufgetragen. Die Position von f_{max} kann mit den Dispersionsrelationen der Rückwärts-Volumen- und Oberflächenmoden verglichen werden. Am Schnittpunkt der Dispersionsrelationen der BVMSW Moden an Antenne 1 mit $M_S \equiv M_{S,1}$ und MSSW Moden an Antenne 2 mit $M_S \equiv M_{S,2}$ wird die effektivste Konvertierung beobachtet (vergleiche Abbildung 3.13). Für diese spezielle Frequenz ist der Betrag des Wellenvektors beziehungsweise des Impulses erhalten.

3.2.3 Beschreibung der Modenkonvertierung mit mikromagnetischen Simulationen

Im vorigen Abschnitt wurde erläutert, dass die Modenkonvertierung mit linearen Magnetisierungsgradienten sehr effektiv ist. Da quadratförmige und dreieckige Magnetisierungslandschaften einen unterschiedlichen Einfluss auf die Modenkonvertierung haben, soll dies nachfolgend anhand mikromagnetischer Simulationen untersucht werden. Wie in Abschnitt 1.5.2 erläutert existieren Oberflächenmoden erst ab einem kritischen Winkel φ_k , der durch die Sättigungsmagnetisierung und das

3.2 Konvertierung von Rückwärts-Volumen- und Oberflächenmoden

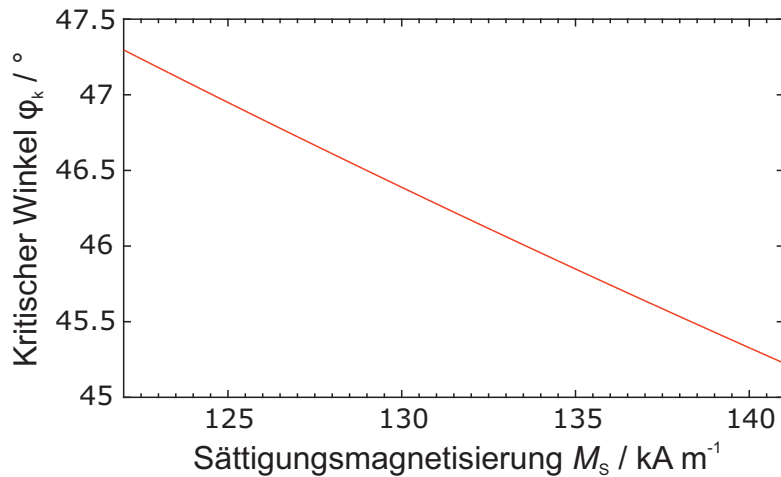


Abbildung 3.22: Abhängigkeit des kritischen Winkels ϕ_k von M_S (Abbildung aus [P4]).

externe Magnetfeld gegeben ist. Die Abhängigkeit nach Gleichung (1.99) ist in Abbildung 3.22 für $H_{\text{ext}} = 180 \text{ mT}$ dargestellt. In dem gezeigten, für die Simulationen relevanten Bereich ist der Mittelwert von $\phi_k \approx 46^\circ$. Liegt die Frequenz f der Spinwellen unter der ferromagnetischen Resonanzfrequenz FMR_2 bezüglich der niedrigsten Sättigungsmagnetisierung $M_{S,2}$, so ist keine Modenkonzentrierung zu erwarten (siehe Abbildung 3.13). Daher wurde in den Simulationen zunächst $f = 6,8 \text{ GHz}$ gewählt, sodass keine Oberflächenmoden existieren können. In Abbildung 3.23 sind die Simulationsergebnisse (linke Spalte) und die numerisch berechneten Isosfrequenzkurven (rechte Spalte) für diese Frequenz dargestellt. Für die Fälle des quadratförmigen (a) und dreieckigen (b) Intensitätsgradienten sind keine Isosfrequenzkurven zu erkennen, die vollständig über der grau gestrichelten Linie – dem kritischen Winkel ϕ_k – verlaufen. Die propagierenden Wellen sind somit Rückwärts-Volumenmoden. Im Folgenden wird deren Propagation durch die Magnetisierungslandschaft diskutiert.

Die im Bereich mit $M_S = 141 \text{ kA m}^{-1}$ angeregte Spinwelle trifft von links kommend den Magnetisierungsgradienten (dargestellt mit grauer Umrandung). Die gestrichelte Linie stellt exemplarisch eine mögliche Propagation durch $\nabla M_S(x, y)$ dar. Dabei besitzt der Gradient – je nach Position des Einfalls bezüglich der Wellenleiterbreite in y -Richtung – einen unterschiedlichen Wert der Sättigungsmagnetisierung $M_{S,\text{ein}}$. Der minimale Wert von $\nabla M_S(x, y)$ ist ungefähr 123 kA m^{-1} . Dies entspricht einer Maximaltemperatur $T_{\text{max}} = 353 \text{ K}$ in den durchgeführten Experimenten. Für den quadratförmigen Gradienten in Abbildung 3.23a bleibt die Tangentialkomponente des Wellenvektors k_y bezüglich der Grenzfläche erhalten (siehe Abschnitt 1.5.2). Nur k_x beziehungsweise die Wellenlänge ändert sich in Abhängigkeit von y . Nachdem sich die Spinwelle innerhalb des Magnetisierungsgradienten befindet, bleibt k_x konstant und k_y wird durch die Brechung der Translations-

3.2 Konvertierung von Rückwärts-Volumen- und Oberflächenmoden

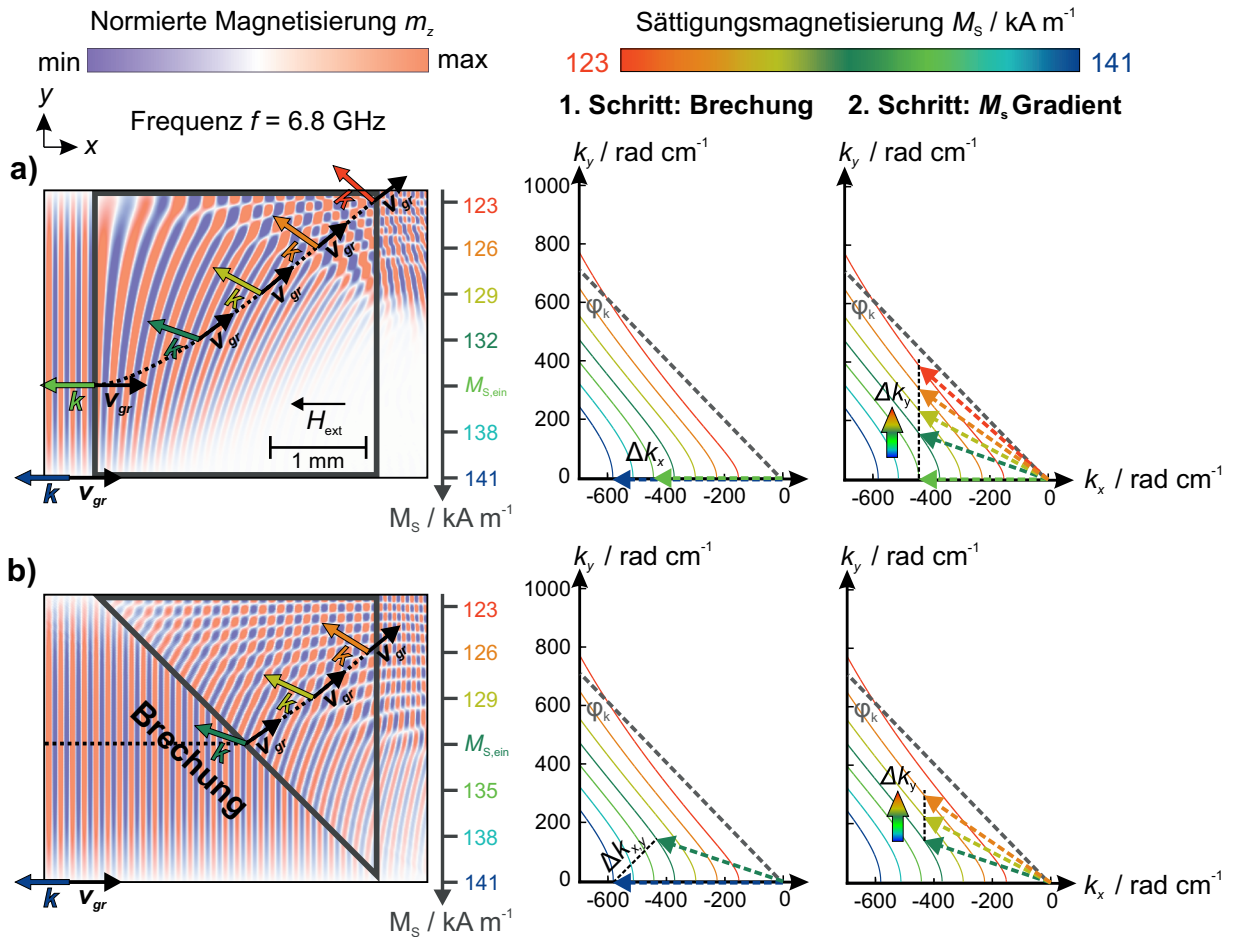


Abbildung 3.23: Simulation und zugehörige Isofrequenzkurven für reine Rückwärts-Volumenmoden bei der Frequenz $f = 6,8$ GHz (Abbildung aus [P4]).

symmetrie modifiziert. Die Welle wird an infinitesimal dünnen Schichten parallel zur x -Richtung, deren Sättigungsmagnetisierung von der Position in y -Richtung abhängt, gebrochen [109]. Dadurch krümmt sich die Wellenfront der Spinwelle, sodass der Wellenvektor \mathbf{k} und die Gruppengeschwindigkeit \mathbf{v}_G in der x - y -Ebene rotieren. Im Falle der dreieckigen Magnetisierungslandschaft in Abbildung 3.23b tritt bei Einfall der Welle an der Grenzfläche zusätzlich Brechung auf (45° Einfallswinkel). k_x und k_y werden dabei modifiziert (vergleiche das Beispiel in Abbildung 1.15). Innerhalb des Gradienten rotieren \mathbf{k} und \mathbf{v}_G analog zum quadratförmigen Fall. Die Propagation durch $\nabla M_S(x,y)$ besteht also aus zwei Teilschritten: der Brechung an der Grenzfläche [109] und der Transformation von \mathbf{k} und \mathbf{v}_G innerhalb der Magnetisierungslandschaft [244].

Falls die Spinwellen mit $f = 7,0$ GHz angeregt werden, ist die Modenkonzertierung gemäß den Dispersionsrelationen energetisch erlaubt. Die dazugehörigen Simulationen sind links in Abbildung 3.24 gezeigt und können mit Hilfe der Isofrequenzkurven (rechts) interpretiert werden. Nun sind auch Kurven oberhalb der grau gestrichelten Linie – dem kritischen Winkel ϕ_k entsprechend –

3.2 Konvertierung von Rückwärts-Volumen- und Oberflächenmoden

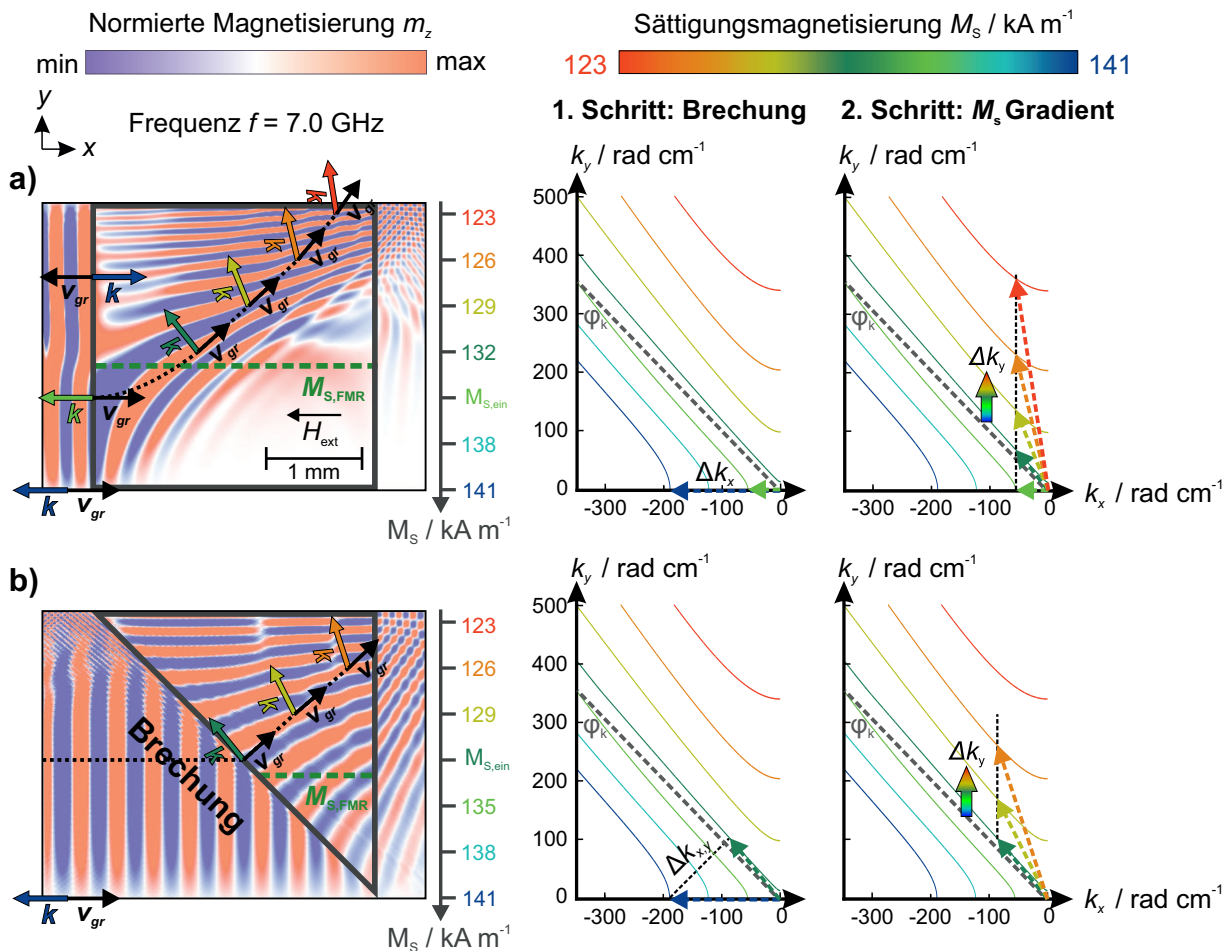


Abbildung 3.24: Simulation und entsprechende Isofrequenzkurven für Modenkonvertierung bei der Frequenz $f = 7,0 \text{ GHz}$ (Abbildung aus [P4]).

zu beobachten. Die rechteckige Magnetisierungslandschaft in Abbildung 3.24a ist in zwei Bereiche bezüglich der Sättigungsmagnetisierung M_s unterteilt: oberhalb und unterhalb von $M_{s,FMR}$ (grün gestrichelte Linie). Dieser Wert repräsentiert die Sättigungsmagnetisierung, bei der die Anregungsfrequenz $7,0 \text{ GHz}$ der ferromagnetischen Resonanzfrequenz entspricht. Die Spinwelle kann den Gradienten im oberen Bereich nicht betreten ($M_{s,ein} < M_{s,FMR}$) und wird daher reflektiert. Unterhalb der grün gestrichelten Linie ist dies möglich ($M_{s,ein} \geq M_{s,FMR}$), sodass hier analog zum quadratförmigen Fall in Abbildung 3.23a nur die Wellenlänge modifiziert wird. Die Richtung des Wellenvektors bleibt identisch. Innerhalb des Magnetisierungsgradienten tritt nun Modenkonvertierung auf. Die Spinwelle propagiert in Bereiche mit reduzierter Sättigungsmagnetisierung. Die Richtung beziehungsweise Position des Wellenvektors bezüglich der Isofrequenzkurven beginnt sich zu ändern. Der Winkel zwischen dem externen Magnetfeld \mathbf{H}_{ext} und \mathbf{k} wird nun größer als ϕ_k und die BVMSW und MSSW Moden werden konvertiert. Das gleiche Verhalten wird im dreieckigen Fall für $M_{s,ein} \geq M_{s,FMR}$ beobachtet (Abbildung 3.24b). Allerdings ist hier auch die Pro-

3.2 Konvertierung von Rückwärts-Volumen- und Oberflächenmoden

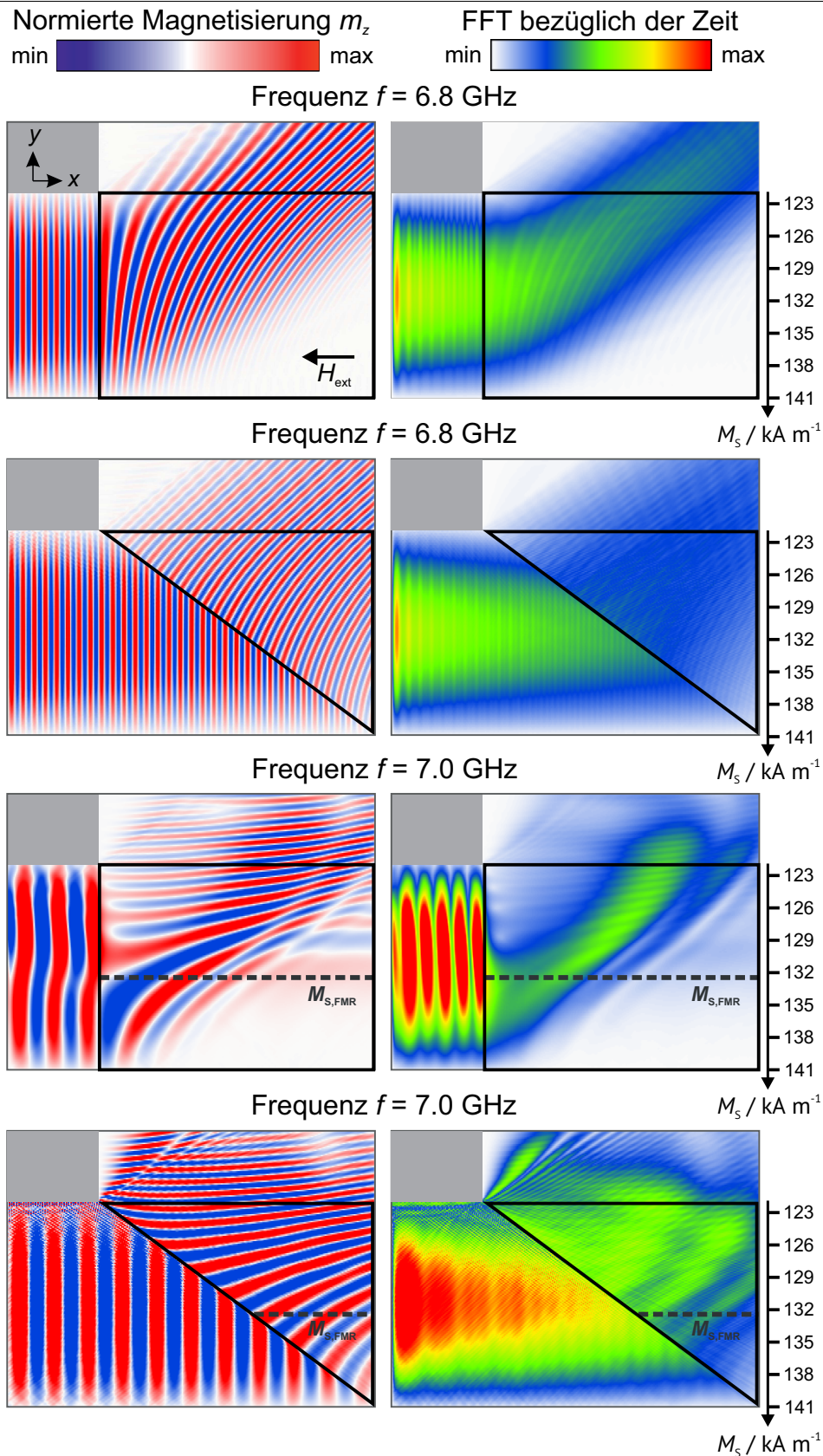


Abbildung 3.25: Ergänzende mikromagnetische Simulationen ohne oberen Wellenleiterrand im Bereich der Magnetisierungslandschaft (links) und der dazugehörige Energiefluss durch diese (rechts). Die Abbildung stammt aus [P4].

3.2 Konvertierung von Rückwärts-Volumen- und Oberflächenmoden

pagation an der Grenzfläche im Bereich $M_{S,\text{FMR}} < M_S$ erlaubt. Im Wellenvektorraum schneidet die schwarz gestrichelte Linie nun aufgrund der Brechung an der Grenzfläche die MSSW Isofrequenzkurven und die direkte Konvertierung von BVMSW und MSSW Moden ist möglich. Daher steigt die Konvertierungseffizienz für dreieckige Magnetisierungslandschaften im Vergleich zu quadratförmigen an, was im Experiment ebenfalls beobachtet wurde. Der Magnetisierungsgradient wird nach der Brechung an der Grenzfläche zur weiteren Drehung beziehungsweise Anpassung der Orientierung von \mathbf{k} und \mathbf{v}_G genutzt.

Alle Simulationen in den Abbildungen 3.23 und 3.24 zeigen Interferenzen am oberen Rand des Wellenleiters, die durch Reflexion und Superposition daran entstehen. Zur besseren Veranschaulichung wurden ebenfalls Simulationen ohne den oberen Wellenleiterrand durchgeführt (siehe Abbildung 3.25). Außerhalb der schwarz umrandeten Region, die $\nabla M_S(x,y)$ entspricht, ist die Sättigungsmagnetisierung konstant: Sie beträgt 141 kA m^{-1} im linken und $\approx 123 \text{ kA m}^{-1}$ im oberen Bereich. Da keine Reflexionen auftreten, sind die Phasenfronten der Spinwelle besser erkennbar. Zusätzlich wurden die über einen Zeitraum von 100 ns simulierten Daten bezüglich der Zeit fouriertransformiert, um den Energiefluss durch das Simulationsvolumen zu veranschaulichen. Links des Magnetisierungsgradienten bildet sich durch Reflexion an der Grenzfläche eine stehende Welle aus. In diesen Simulationen ist ebenfalls zu erkennen, dass das dreieckige Magnetisierungsprofil effizienter bezüglich der Modenkonvertierung ist. Mehr Energie strömt in den oberen Bereich.

Mit den Simulationsdaten in Abbildung 3.25 kann die normierte Konvertierungseffizienz γ berechnet werden (Abbildung 3.26). Dazu wird der Mittelwert der präzedierenden dynamischen Magnetisierung m_z im oberen Bereich mit Sättigungsmagnetisierung $M_{S,2}$ berechnet und durch die

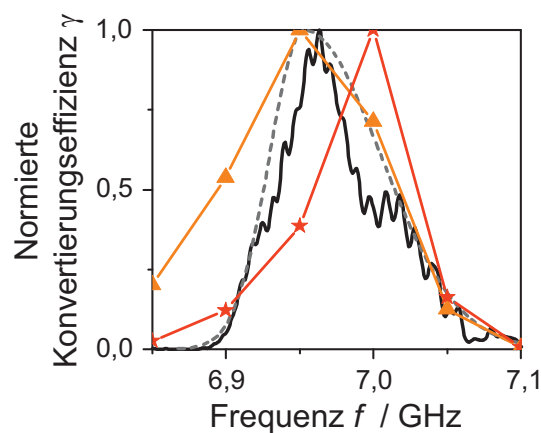


Abbildung 3.26: Qualitative Bestimmung der Konvertierungseffizienz anhand der Simulationen (Abbildung aus [P4]).

3.2 Konvertierung von Rückwärts-Volumen- und Oberflächenmoden

betrachtete Fläche geteilt. Das Resultat wird mit dem Wert der einfallenden Welle verglichen. Nur Zellen des Simulationsbereichs, die sich oberhalb des kritischen Winkels befinden werden berücksichtigt. Im Vergleich zu den experimentellen Daten stimmt die rote Kurve bezüglich der dreieckigen Magnetisierungsverteilung im Bereich unter 6,90 GHz und über 7,05 GHz qualitativ überein. Die orangefarbenen Messwerte der quadratischen Magnetisierungslandschaft entsprechen dem Experiment zwischen den beiden Frequenzen. Da die experimentelle Temperatur- beziehungsweise Magnetisierungsverteilung im Vergleich zu den Simulationen nicht scharf definiert ist, entspricht die gemessene Konvertierungseffizienz einer Überlagerung beider Simulationen.

3.3. Spinwellenoptik in Magnetisierungslandschaften

Nachdem das Anwendungspotential der optischen Strukturierung mittels computergenerierter Hologramme an magnonischen Kristallen und der Modenkonvertierung in parallel zur Filmebene magnetisierten Proben experimentell demonstriert wurde, werden nun im letzten Abschnitt dieses Kapitels weitere Anwendungen von Magnetisierungslandschaften im Rahmen der Magnonik mittels mikromagnetischer Simulationen gezeigt. Für senkrecht zur Filmoberfläche orientierte externe magnetische Felder propagieren Vorwärts-Volumenmoden isotrop – die Isofrequenzkurven sind Kreise, analog zu denen von Licht in konventioneller Optik. Daher lassen sich die Konzepte der klassischen Optik mit elektromagnetischen Wellen auf Spinwellen übertragen. Das Forschungsgebiet der Spinwellenoptik wächst in der jüngeren Zeit stetig. Gruszecki *et al.* stellten im Jahre 2016 ein theoretisches Konzept zur Erzeugung von Spinwellenstrahlen vor, das auf verjüngten Strahlantennen beruht [127]. Im gleichen Jahr wurde das Snelliussche Brechungsgesetz für Spinwellen experimentell nachgewiesen [109] und Konzepte zur Fokussierung von Spinwellen mittels Modifikation der Schichtdicke des magnetischen Materials [245] als auch durch den Wärmeeintrag eines Laserfokus [244] vorgestellt. Weitere Spinwellenlinsen folgten in den zwei Jahren darauf: Fresnel- [246] und Lüneburg-Linsen [247]. Das Konzept der Spinwellenfasern zur Leitung von Magnonen durch Nutzung der Dzyaloshinskii-Moriya Wechselwirkung wurde von Yu *et al.* theoretisch gezeigt [248]. Außerdem haben die im vorigen Abschnitt diskutierten Magnetisierungsgradienten das Potential, Spinwellen in magnetischen Medien zu führen [106, 237, 238]. Des Weiteren lassen sich Spinwellen mit magnonischen Kristallen filtern.

Das Schema zur Simulation der spinwellenoptischen Bauelemente ist in Abbildung 3.27 dargestellt. In dem Anregungsbereich der verjüngten Mikrostreifenleiter aus Abschnitt 2.2 wird ein

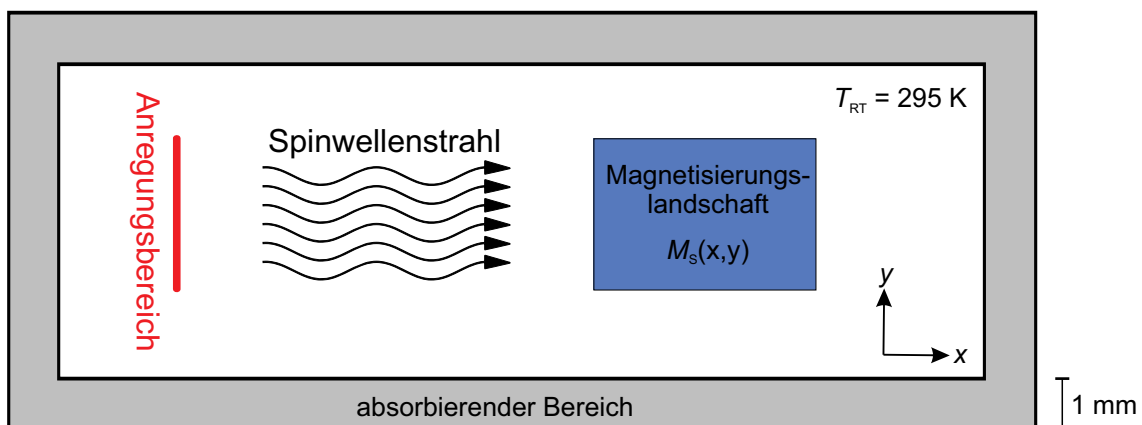


Abbildung 3.27: Schematische Darstellung des Simulationsbereichs.

Spinwellenstrahl erzeugt, der durch einen dünnen YIG Film propagiert und in der Magnetisierungslandschaft modifiziert wird. Die Raumtemperatur beträgt $T_{RT} = 295$ K. Durch Änderung der lokalen Temperatur des YIG Films um $\Delta T(x,y)$ wird die Magnetisierungsverteilung $M_S(x,y)$ erzeugt. Am Rand des Simulationsbereichs befindet sich eine 1 mm breite Absorptionsregion, in der sich die Dämpfungskonstante α exponentiell zum Rand hin von 10^{-4} auf 1 erhöht. Dadurch werden Rückreflexionen vermieden. Nachfolgend wird nun sowohl die experimentelle Realisierung von Spinwellenstrahlen als auch deren Propagation durch speziell strukturierte Magnetisierungslandschaften, wie zum Beispiel Axicons und Gradientenindexlinsen, in Simulationen gezeigt. Gradientenindexlinsen können zudem zur Spinwellen-Fourieroptik verwendet werden.

3.3.1 Experimentelle Realisierung von Spinwellenstrahlen

In der Optik ist der Laser mit seinem charakteristischen Strahlprofil nicht mehr wegzudenken. Neben vielen Anwendungsbereichen im Alltag sind Laserstrahlen ein grundlegendes Werkzeug der Forschung. Die Erzeugung von Spinwellen mit strahlähnlichem Charakter wurde in Abschnitt 2.2 vorgestellt und soll nun verifiziert werden. Im Rahmen der Masterarbeit von Rick Aßmann unter Anleitung des Autors der vorliegenden Arbeit ist dies experimentell gelungen [138]. Der Versuchsaufbau in Abbildung 2.13b und die Antennenanordnung in Abbildung 2.14 wurden hierzu verwendet. Durch Abrastern der Probe mit den verjüngten Detektionsantennen lässt sich mittels des Oszilloskops eine phasenaufgelöste Momentaufnahme erzeugen. Abbildung 3.28 zeigt dies für eine Spinwelle mit der Frequenz $f = 5,4$ GHz beziehungsweise der Wellenlänge $\lambda = 550$ μm . Die Filmdicke ist 20 μm , sodass die Propagationslänge um ein Drei- bis Vierfaches größer ist

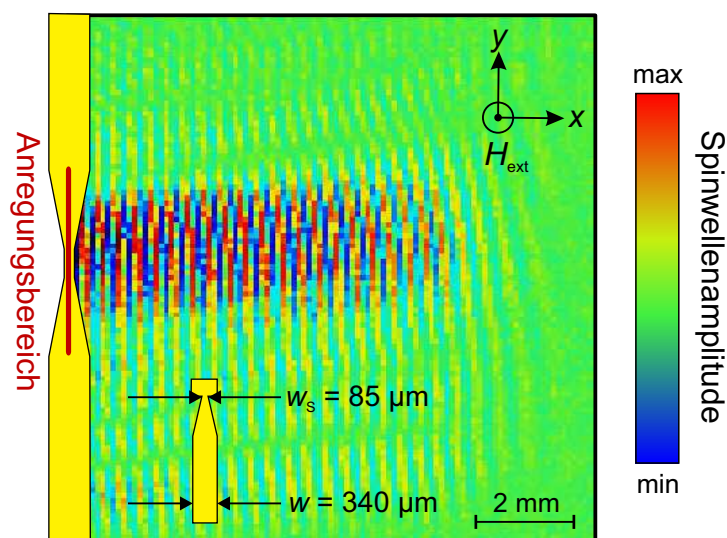


Abbildung 3.28: Experimentelle Realisierung von Spinwellenstrahlen (Abbildung aus [138], modifiziert).

3.3 Spinwellenoptik in Magnetisierungslandschaften

als in den Experimenten der vorigen Abschnitte. Das extern angelegte Magnetfeld zeigt aus der Probe heraus in die z -Richtung und beträgt $\mu_0 H_{\text{ext}} = 360 \text{ mT}$. Der Spinwellenstrahl weist ein gaußförmiges Profil der Amplitude beziehungsweise dynamischen Magnetisierung $|\mathbf{m}(\mathbf{r}, t)|$ auf – analog zu Laserstrahlen. In Tabelle 3.1 sind die im Experiment bestimmten Strahlparameter aufgelistet. Die Propagationsrichtung der Strahlen kann mit externen Feldern gemäß Referenz [106]

Tabelle 3.1: Strahlparameter des Spinwellenstrahls.

Parameter	Wert
Strahldurchmesser	$(3,53 \pm 0,24) \text{ mm}$
Strahldivergenz	$13,1^\circ \pm 0,6^\circ$
Beugungsmaßzahl M^2	$1,15 \pm 0,13$
Dämpfungskonstante α	$(1,90 \pm 0,04) \times 10^{-4}$
Propagationslänge $l_{\text{Propagation}}$	$(15,2 \pm 0,3) \text{ mm}$

oder durch graduelle Magnetisierungslandschaften (siehe Abschnitt 3.2) beeinflusst werden. Für Vorwärts-Volumenmoden bietet sich zudem der Einsatz von Spiegeln an, da die Isorefrequenzkurven kreisförmig sind. Hierzu wird ein bestimmter Bereich der Probe derart erwärmt, dass die Spinwellenpropagation in diesem verboten ist. Abbildung 3.29 zeigt einen solchen Spiegel, der durch Erhöhung der Temperatur um 100 K erzeugt wird. Die Welle trifft in einem Winkel von 45° auf die Oberfläche, wodurch sich der Wellenvektor und die Gruppengeschwindigkeit bei Reflexion um 90° drehen. Die Propagation der Spinwelle verläuft somit analog zur Strahlausbreitung in der Optik.

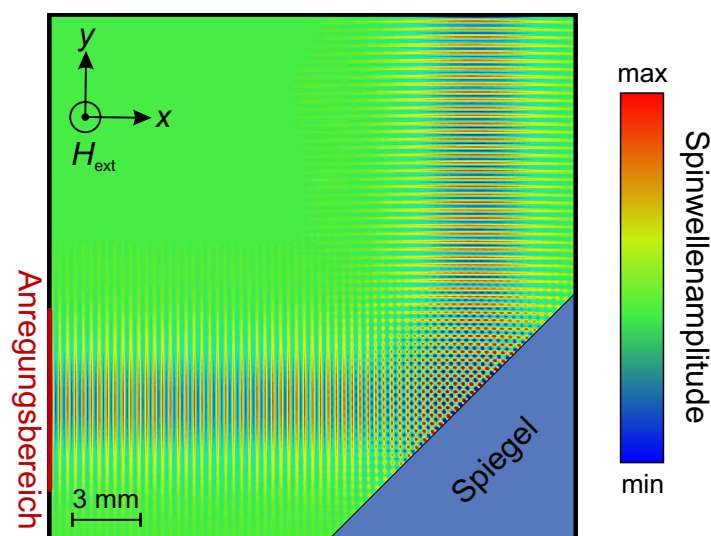


Abbildung 3.29: Simulation eines Spinwellenspiegels zur Modifikation der Ausbreitungsrichtung.

3.3.2 Simulation von Spinwellen-Bessel-Gauß-Strahlen

Neben der Erzeugung von gaußförmigen Spinwellenstrahlen können auch Strahlen mit komplexerem Profil erzeugt werden – die Bessel-Gauß-Strahlen [249]. Diese werden in der Optik zum Beispiel als optische Pinzette verwendet [250]. Das Strahlprofil senkrecht zur Propagationsrichtung x besitzt sowohl die Form einer Gaußkurve als auch einer Besselfunktion erster Gattung der Ordnung ν [80]:

$$J_\nu(y) = \sum_{j=0}^{\infty} \frac{(-1)^j \left(\frac{y}{2}\right)^{2j+\nu}}{\Gamma(\nu+j+1) j!}, \quad (3.8)$$

wobei Γ hier die Gammafunktion ist. Zur Erzeugung von Bessel-Gauß-Strahlen werden in der Optik Axicons verwendet: eine kegelförmig geschliffene Linse. Da Spinwellen in dünnen Filmen propagieren, entspricht ein Spinwellen-Axicon der zweidimensionalen Projektion auf die Oberfläche beziehungsweise dem Magnetisierungsprofil eines gleichschenkligen Dreiecks (siehe Abbildung 3.30). Der einfallende Strahl mit dem Durchmesser d_{Strahl} durchquert das optische Bauelement mittig und wird an dessen rückseitiger Oberfläche sowohl nach oben als auch nach unten gebrochen. Dadurch teilt sich der ursprüngliche Strahl in zwei Teilstrahlen mit dem jeweiligen Durchmesser $d_{\text{Teilstrahl}} = \frac{d_{\text{Strahl}}}{2}$ auf. Direkt hinter dem Axicon interferieren beide Teilstrahlen. In diesem Bereich existieren Bessel-Gauß-Strahlen in guter Näherung. Sie existieren nur näherungsweise, da zur Erzeugung eine unendliche Menge an Energie nötig wäre – in Analogie zu einer idealen ebenen Welle. Die Größe des Besselstrahl Bereichs ist sowohl vom Strahldurchmesser d_{Strahl} der einfallenden Spinwelle, dem Brechungsindex des Axicons und dessen Umgebung als auch vom charakteristischen Winkel β_{Axicon} abhängig.

Die Bessel-Gauß-Strahlen in der folgenden Simulation haben die Wellenlänge $\lambda = 150\mu\text{m}$ beziehungsweise die Frequenz $f \approx 3,78\text{GHz}$ bei einem äußeren Feld von $\mu_0 H_{\text{ext}} = 300\text{mT}$. Der charakteristische Winkel des Axicons beträgt 20° . Die dreieckige Magnetisierungslandschaft wird

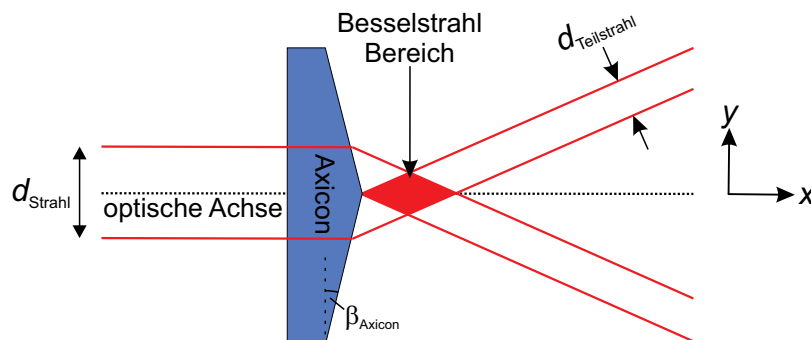


Abbildung 3.30: Schematische Darstellung eines Axicons für Spinwellen.

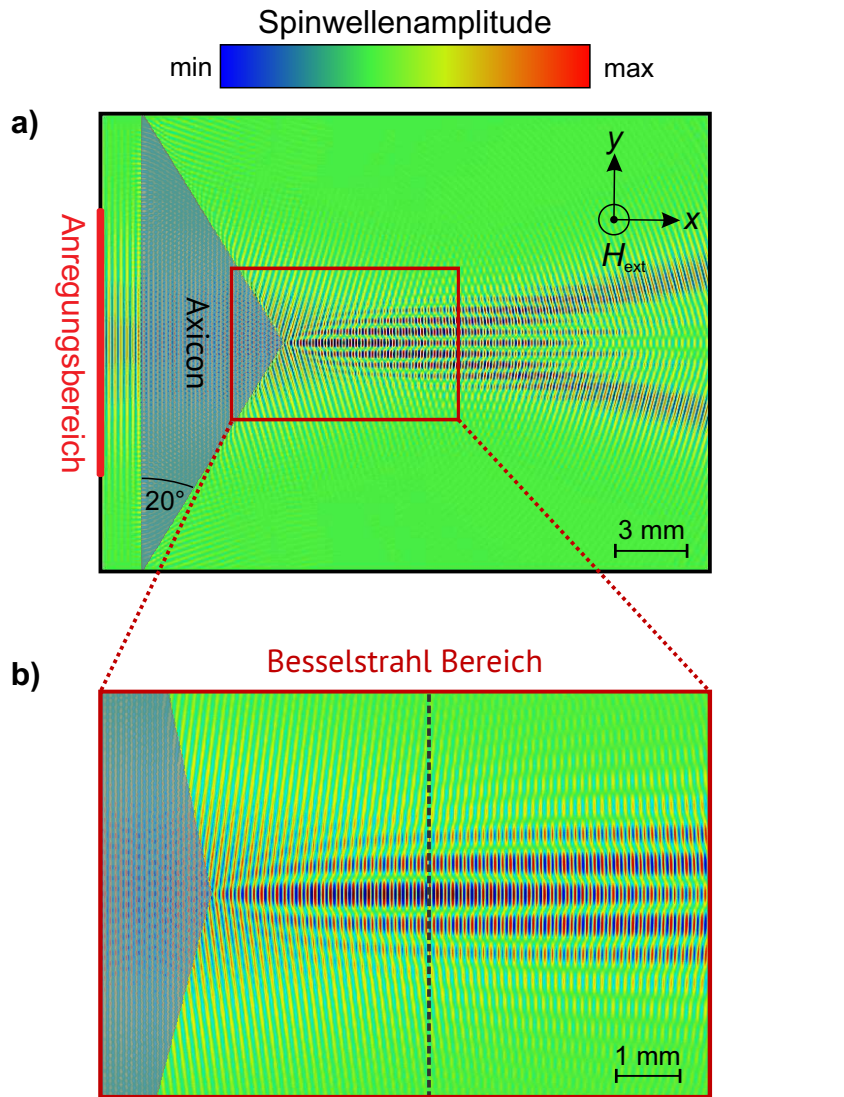


Abbildung 3.31: a) Simulation eines Bessel-Gauß-Strahls. b) Vergrößerung des Besselstrahl Bereichs.

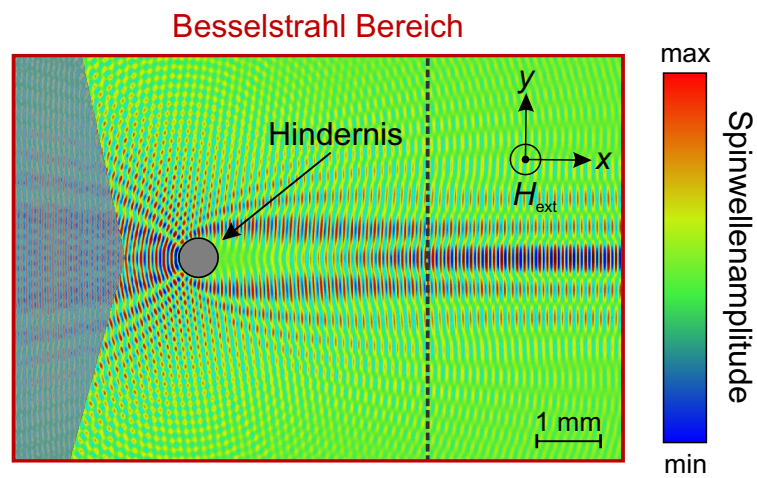


Abbildung 3.32: Selbstheilende Eigenschaft eines Besselstrahls bei Streuung an einem Hindernis.

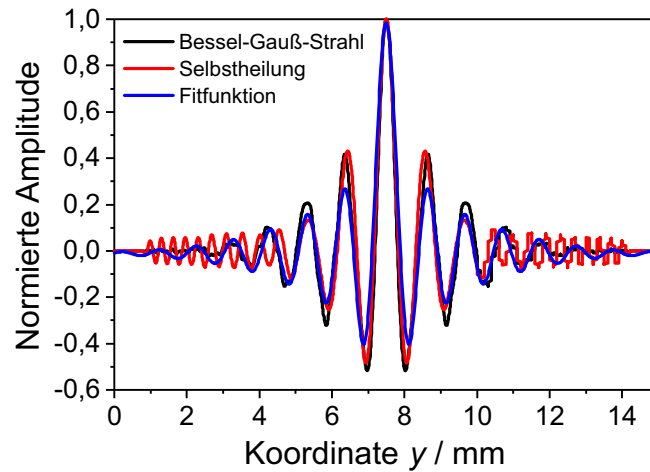


Abbildung 3.33: Vergleich der Amplituden bezüglich der Querschnitte in den Abbildungen 3.31 und 3.32 (grau gestrichelte Linien). Die Kurven wurden mit Gleichung (3.9) gefittet.

homogen um $\Delta T = 10\text{K}$ erwärmt. In Abbildung 3.31 sind die Simulationsergebnisse gezeigt. Es ist ersichtlich, dass diese Art von Strahl nichtbeugend ist [251]: Die Strahlform ändert sich entlang der Propagationsrichtung nicht. Eine weitere Eigenschaft von Besselstrahlen ist ihre Fähigkeit zur Selbstheilung [252]. Wird ein Hindernis entlang des Propagationsweges platziert, so rekonstruiert sich das Strahlprofil hinter dem Objekt und entspricht der ursprünglichen Form. In Abbildung 3.32 ist dies für ein kreisförmiges Hindernis mit $500\mu\text{m}$ Durchmesser und $M_S = 0$ gezeigt (Loch in der Probe). Durch Plotten der Strahlprofile entlang des Querschnitts in y -Richtung (siehe Abbildung 3.33) für die beiden Fälle in Abbildung 3.31 und 3.32 (grau gestrichelte Linien) ist deutlich, dass die normierten Amplituden nahezu übereinstimmen. Mathematisch kann der Kurvenverlauf mit Hilfe der Überlagerung einer Gauß- und einer Besselfunktion nullter Ordnung [249]

$$\frac{m(y)}{m_{\max}} = A \cdot J_0\left(k_{\text{Bessel}} \cdot (y - y_0)\right) \cdot e^{-\left(\frac{y-y_0}{w_{\text{Bessel}}}\right)^2} - B \quad (3.9)$$

beschrieben werden. Die Fitparameter der Regression in Abbildung 3.33 sind in Tabelle 3.2 auf-

Tabelle 3.2: Strahlparameter des Bessel-Gauß-Strahls.

Parameter	Wert
A	$0,995 \pm 0,008$
B	$0,011 \pm 0,002$
y_0	$(7,500 \pm 0,002) \text{ mm}$
k_{Bessel}	$(6,138 \pm 0,009) \text{ mm}^{-1}$
w_{Bessel}	$(4,290 \pm 0,118) \text{ mm}$

3.3 Spinwellenoptik in Magnetisierungslandschaften

gelistet. Das Bestimmtheitsmaß R^2 entspricht ungefähr 0,88. Somit ist der beobachtete Strahl beselähnlich. Weitere Simulationen, die qualitativ den hier gezeigten entsprechen und daher nicht abgebildet sind, zeigen, dass Axicons ebenfalls Besselstrahlen mit BVMSW und MSSW Moden erzeugen können.

3.3.3 Simulation von magnonischen Gradientenindexlinsen

Durch kontinuierliche Modifikation der Materialparameter in Magnetisierungslandschaften lässt sich die Spinwellenausbreitung beeinflussen. In der Photonik werden solche stetigen Änderungen des Materials in der Gradientenoptik genutzt [146]. Typische Beispiele dieses Teilgebiets der Optik sind die Fata Morgana oder die Gradientenindexlinse (kurz GRIN-Linse). Eine GRIN-Linse ist schematisch in Abbildung 3.34 gezeigt. Die Lichtstrahlen werden beim Durchlaufen des Gradienten-

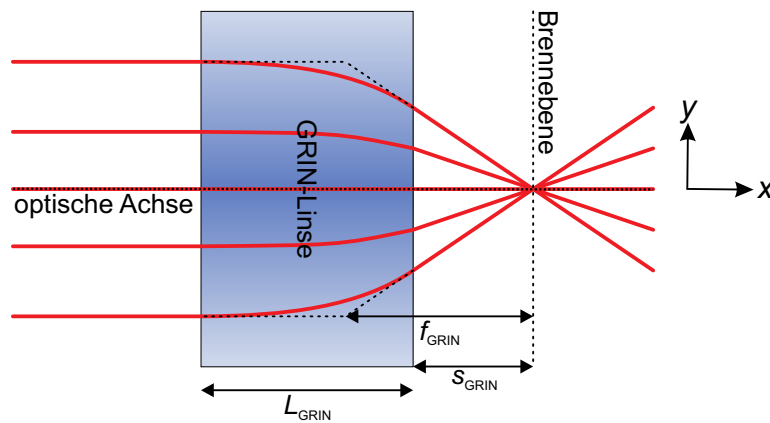


Abbildung 3.34: Schematische Darstellung einer Gradientenindexlinse für Spinwellen.

ten parabelförmig gekrümmt, da die GRIN-Linsen ein radiales parabolisches Brechungsindexprofil mit dem Maximum n_0 und der Krümmung g aufweisen [146]:

$$n(r) = n_0 - \Delta n(r) \quad (3.10)$$

$$= n_0 \cdot \left[1 - \frac{g^2}{2} r^2 \right]. \quad (3.11)$$

r ist der radiale Abstand zur optischen Achse. Die Brennweite f_{GRIN} und der Arbeitsabstand s_{GRIN} sind gegeben durch (L_{GRIN} : Dicke der Linse) [146]:

$$f_{\text{GRIN}} = \frac{1}{n_0 g \sin(g L_{\text{GRIN}})} \approx \frac{1}{n_0 g^2 L_{\text{GRIN}}}, \quad (3.12)$$

$$s_{\text{GRIN}} = \frac{1}{n_0 g \tan(g L_{\text{GRIN}})} \approx \frac{1}{n_0 g^2 L_{\text{GRIN}}}. \quad (3.13)$$

3.3 Spinwellenoptik in Magnetisierungslandschaften

Die Näherung ist für dünne Linsen gültig. In diesem Fall entspricht die Brennweite f_{GRIN} ungefähr dem Arbeitsabstand s_{GRIN} . Falls für Spinwellen $kd \ll 1$ gilt, ist außerdem näherungsweise die Proportionalität

$$n \propto k \propto f \propto M_S \propto T \quad (3.14)$$

beziehungsweise für die Relation zwischen deren Differenzenquotienten

$$\Delta n \propto \Delta k \propto \Delta f \propto \Delta M_S \propto -\Delta T \quad (3.15)$$

gegeben. Somit können Gradientenindexlinsen für Spinwellen mit parabolischen Temperaturprofilen erzeugt werden:

$$T(y) = T_0 + \Delta T(y) \quad (3.16)$$

$$= T_0 \cdot \left[1 + \frac{\Delta T(y)}{T_0} \right]. \quad (3.17)$$

In Abbildung 3.35 sind die numerischen Ergebnisse für eine dünne Linse mit $L_{\text{GRIN}} = 2\text{ mm}$ und $\Delta T = 40\text{ K}$ gezeigt. Die Feldstärke ist $\mu_0 H_{\text{ext}} = 300\text{ mT}$. Im Fokus der Linse ist ein deutlicher An-

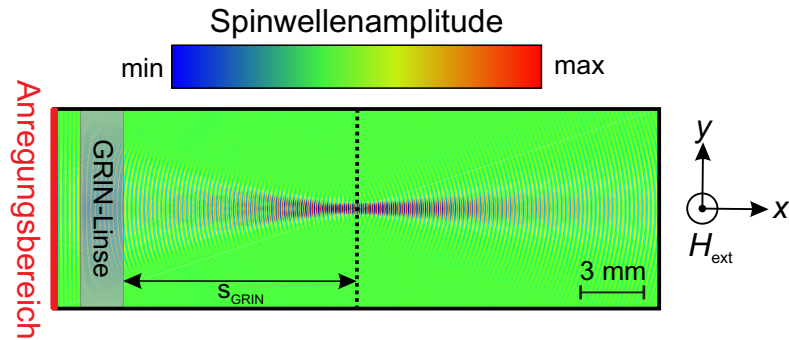


Abbildung 3.35: Simulation einer Gradientenindexlinse für Spinwellen.

stieg der Spinwellenamplitude sichtbar. Durch Vergleich der beiden Gleichungen (3.11) und (3.17) folgt:

$$\Delta T \propto g^2 \quad \text{beziehungsweise mit Gleichung (3.13)} \quad s_{\text{GRIN}} \propto \frac{1}{\Delta T}. \quad (3.18)$$

In Abbildung 3.36 ist der Arbeitsabstand für unterschiedliche Temperatur- beziehungsweise Magnetisierungsdifferenzen geplottet. Der Zusammenhang (3.18) lässt sich mit dieser Abbildung überprüfen. Zusätzlich wurde die Orientierung des externen Magnetfeldes variiert. Gradientenindexlinsen sind auch bei Rückwärts-Volumen- und Oberflächenmoden zu beobachten. Die Feld-

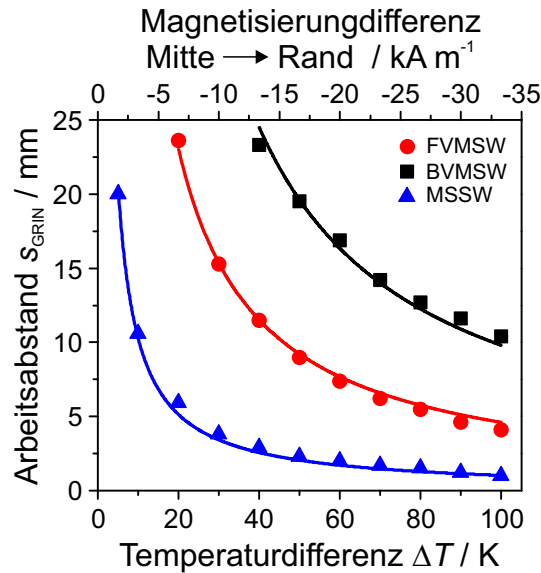


Abbildung 3.36: Abhängigkeit des Arbeitsabstandes s_{GRIN} von der Temperaturdifferenz ΔT für FVMSW, BVMSW und MSSW Moden und $L_{\text{GRIN}} = 2$ mm dünne Linsen. Die durchgezogenen Linien entsprechen Regressionen nach Gleichung (3.18).

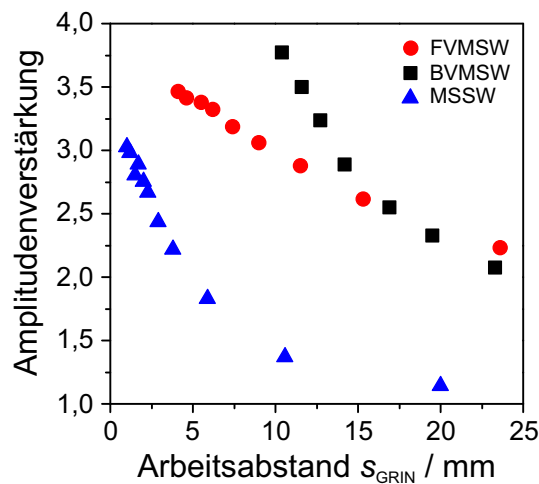


Abbildung 3.37: Verstärkung der Amplitude im Fokus für verschiedene Spinwellenmoden. Die Arbeitsabstände sind identisch mit denen in Abbildung 3.36.

stärke $\mu_0 H_{\text{ext}}$ beträgt für diese Fälle 180 mT. Das jeweilige Bestimmtheitsmaß R^2 der entsprechenden Fitkurve ist größer 0,97. Für BVMSW Moden muss das parabolische Temperaturprofil invertiert werden, da im Gegensatz zu den Vorwärts-Volumen- und Oberflächenmoden die Dispersionsrelation für dipolare Spinwellen monoton fallend ist. Dadurch gilt die Proportionalität $\Delta n \propto +\Delta T$. Durch Vergleich der maximalen Amplitude im Fokus zu der Amplitude vor der Linse lässt sich die Verstärkung bestimmen. In Abbildung 3.37 ist diese für verschiedene Arbeitsabstände geplottet. In den Simulationen konnte eine maximale Verstärkung der Amplitude um einen Faktor 3,8 beziehungsweise der Intensität um einen Faktor 14,4 für BVMSW Moden erzielt werden.

3.3.4 Spinwellen-Fourieroptik in Magnetisierungslandschaften

Die Fourieroptik ist ein Teilgebiet der Optik. Sie untersucht die Ausbreitung von Licht mit der nach Jean Baptiste Joseph Fourier benannten Fourieranalyse. Wie im Abschnitt 2.4 gezeigt wurde, kann eine dünne Linse mathematisch eine Fouriertransformation durchführen. Die Fernfeldverteilung in der hinteren Brennebene einer Linse ist die Fouriertransformierte des mit der Transmissionsfunktion gewichteten einfallenden Feldes der vorderen Brennebene ($2f$ -Aufbau). Werden zwei solcher Linsen im Abstand der Summe beider Brennweiten hintereinander positioniert, so handelt es sich um einen $4f$ -Aufbau. In der vorderen Brennebene der ersten Linse befindet sich das abzubildende Objekt (Objektebene), in der gemeinsamen Brennebene ist die Fouriertransformation des Objekts (Fourierebene), während in der hinteren Brennebene der zweiten Linse das Objekt rekonstruiert wird (Bildebene). Eine solche Linsenordnung stellt außerdem ein Kepler-Teleskop mit der Vergrößerung $V = \frac{f_{L1}}{f_{L2}}$ dar. Sind die Brennweiten der Linsen identisch, so wird das Objekt in der Bildebene exakt abgebildet. Statt dünnen gekrümmten Linsen lassen sich auch GRIN-Linsen zur Fouriertransformation verwenden [253].

Das optische Konzept lässt sich auf Spinwellen übertragen. In Abbildung 3.38 ist eine Simulation von Spinwellen beziehungsweise deren Energiefluss durch den $4f$ -Aufbau nach einer Simulationszeit von 800 ns gezeigt. Die Welle startet im Anregungsbereich und propagiert nach rechts. Dort

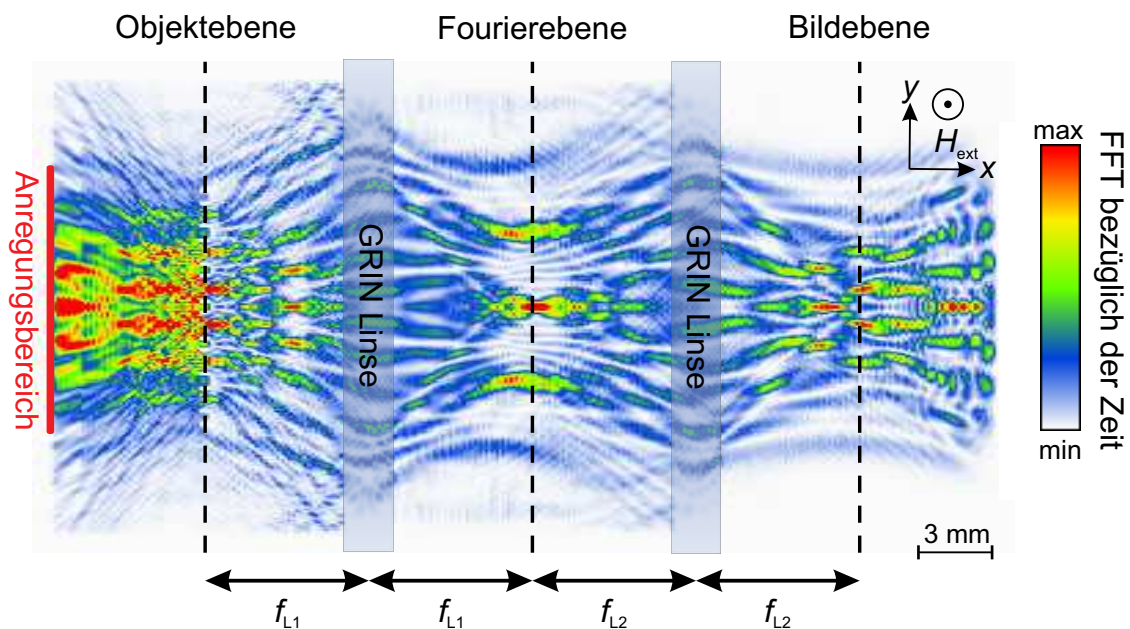


Abbildung 3.38: Simulation der Propagation einer Spinwelle mit $\lambda = 150\mu\text{m}$ beziehungsweise $f \approx 3,69\text{GHz}$ durch zwei GRIN-Linsen und Rekonstruktion des Objekts in der Bildebene mittels eines $4f$ -Aufbaus. Das externe Magnetfeld ist $\mu_0 H_{\text{ext}} = 300\text{mT}$. Die Gradientenindexlinsen sind 2 mm dünn und die Temperaturdifferenz zwischen der optischen Achse und dem Rand der Linsen beträgt $\Delta T = 20\text{K}$.

3.3 Spinwellenoptik in Magnetisierungslandschaften

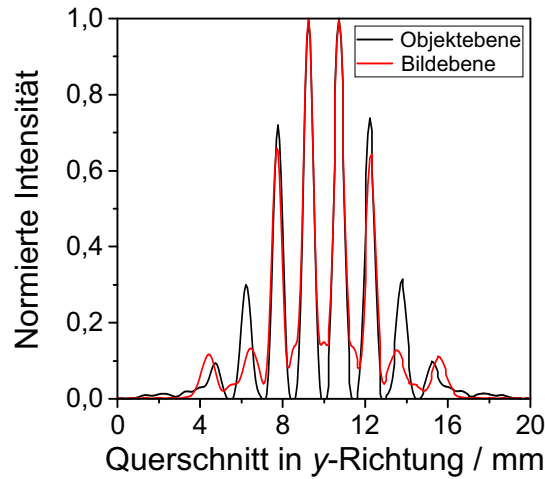


Abbildung 3.39: Vergleich der Spinwellenintensität in der Objekt- (schwarz) und Bildebene (rot) des $4f$ -Aufbaus in Abbildung 3.38 mit $f_{L1} = f_{L2}$.

trifft sie auf ein Gitter mit sieben Linien beziehungsweise sieben Löchern in der Probe, an denen die Welle gebeugt wird. Das Gitter befindet sich in der Objektebene. Die Streifen sind $500\mu\text{m}$ breit und im Abstand von $1000\mu\text{m}$ positioniert. Die dazugehörigen Wellenvektoren entsprechen den Nebenmaxima in der Fourierebene. Die zweite Fourier-GRIN-Linse rekonstruiert das Gitter in der Bildebene. In Abbildung 3.39 sind die normierte Intensität des Spinwellenstrahls in der Objekt- (schwarze Linie) und Bildebene (rote Linie) geplottet. Es sind sieben Minima in der Bildebene zu erkennen. Jedes lokale Minimum der roten Kurve entspricht einem lokalen Minimum in der Objektebene. Der Abstand zwischen den Minima ist identisch mit dem der Gitterlinien. Die Abnahme der Intensität resultiert sowohl aus der gedämpften Propagation der Spinwelle von der Objekt- zur Bildebene als auch den Reflexionen am Gitter und den GRIN-Linsen. Die erzielten Resultate zeigen, dass sich ein Gitter mittels Gradientenindexlinsen im Rahmen der Spinwellenoptik abbilden lässt.

3.4. Diskussion: Magnonische Potentiale dipolarer Spinwellen

In diesem Kapitel wurden bereits unterschiedliche Möglichkeiten zur Anwendung von Magnetisierungslandschaften im Rahmen der Magnonik vorgestellt. Neben der Erzeugung magnonischer Kristalle, können die M_S -Profile beispielsweise zur Modenkonvertierung oder Erzeugung optischer Bauelemente für die Spinwellenoptik verwendet werden. In Abschnitt 1.5 wurde gezeigt, dass Magnetisierungslandschaften wie Potentiale auf austauschdominierte Magnonen wirken. Folgende Indizien bezüglich dipolarer Spinwellen legen nahe, dass dies auch für Vorwärts-Volumen-, Rückwärts-Volumen- und Oberflächenmoden gilt.

Isofrequenzkurven von Vorwärts-Volumenmoden sind in Analogie zur klassischen Optik kreisförmig und werden durch den Brechungsindex bestimmt. Die paraxiale Helmholtz-Gleichung, die die Propagation sowohl von Strahlen als auch von Licht in Wellenleitern beschreibt, lässt sich bezüglich Wellenleitersystemen in einer zur Schrödingergleichung analogen Form angeben [254, 255]:

$$\text{Gleichung (1.88): } i\hbar\partial_t\tilde{m}(\mathbf{r},t) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m_{\text{Magnon}}}\Delta + V_{\text{Magnon}}(\mathbf{r},t) \right] \tilde{m}(\mathbf{r},t) \quad (3.19)$$

$$\text{Schrödingergleichung: } i\hbar\partial_t\psi(\mathbf{r},t) = \left[-\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + V(\mathbf{r},t) \right] \psi(\mathbf{r},t) \quad (3.20)$$

$$\text{paraxiale Helmholtz-Gleichung: } i\partial_z\psi(\mathbf{r}) = -\frac{1}{2k_0} \left[\Delta_T + V_{\text{eff}}(x,y) \right] \psi(\mathbf{r}) \quad (3.21)$$

Die Zeit t entspricht der Propagationsrichtung z des Lichts. Hier ist $k_0 = 2\pi \cdot \frac{n_0}{\lambda}$ die Wellenzahl des Wellenleiters, $V_{\text{eff}}(x,y) = \left(\frac{k_0}{n_0}\right)^2 \cdot [n^2(x,y) - n_0^2]$ das effektive Potential und $\Delta_T = \partial_x^2 + \partial_y^2$ der transversale Laplace-Operator. Der Brechungsindex $n(x,y)$ gibt die räumliche Struktur des effektiven Potentials $V_{\text{eff}}(x,y)$ wieder. Da sich Spinwellen in der FVMSW Geometrie wie konventionelles Licht verhalten, besteht auch hier die Vermutung, dass dem magnonischen Brechungsindex ebenfalls die Rolle eines effektiven Potentials zukommt.

In Abschnitt 3.1 wurde die Existenz von Bandlücken in optisch induzierten magnonischen Kristallen nachgewiesen. Für Elektronen im Festkörper folgen die Bandlücken im Bändermodell aus der Periodizität der Atomrümpfe und dem damit verbundenen periodischen Coulomb-Potential. In photonischen Kristallen resultieren sie aus dem Brechungsindexkontrast der Struktur und dem zuvor beschriebenen effektiven Potential V_{eff} . Aufgrund der Existenz von Bandlücken in magnonischen Kristallen für dipolare Spinwellen liegt die Vermutung nahe, dass auch hier analog ein magnonisches Potential in Abhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung M_S definiert werden kann. Ein weiteres Indiz für die Existenz dipolarer magnonischer Potentiale liefert der Vergleich mit

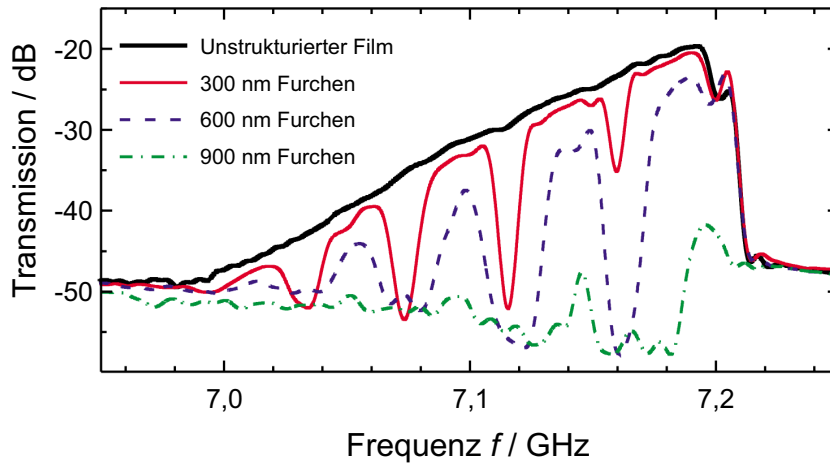


Abbildung 3.40: Spinwellenspektrum eines schichtdickenmodulierten magnonischen Kristalls. Je nach Tiefe der Furchen entstehen unterschiedlich stark ausgeprägte Bandlücken [256].

Spektren magnonischer Kristalle, die durch periodische Modulation der Schichtdicke erzeugt wurden (siehe Abbildung 3.1c). In Abbildung 3.40 ist ein solches Beispiel dargestellt. Es ist sowohl ersichtlich, dass die in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse denen in der Literatur stark ähneln, als auch, dass dipolare magnonische Potentiale außer von M_S auch von einer Vielzahl weiterer Parametern abhängig sind (siehe Abschnitt 3.0). Der magnonische Brechungsindex hängt von den Dispersionsrelationen des jeweiligen Spinwellentyps ab, sodass alle Parameter für die Berechnung von n_{Magnon} relevant sind: externes Feld, Sättigungsmagnetisierung, Schichtdicke, Wellenleiterbreite, et cetera.

Die in Abschnitt 3.2 beobachtete Konvertierung zwischen Rückwärts-Volumen- und Oberflächenmoden liefert weitere Anhaltspunkte für die Existenz dipolarer magnonischer Potentiale. Im Teilchenbild der Magnonen ist eine Richtungsänderung der Propagation beziehungsweise Modifikation des Impulses nur durch eine Kraft zu erklären. In Abbildung 3.17 ist ersichtlich, dass die Maxima des BVMSW- und des MSSW-Spektrums nicht die gleiche Frequenz besitzen. Dies ist ebenfalls auf eine Kraft zurückzuführen, da die Magnonen beschleunigt werden und somit eine Frequenzverschiebung ermöglicht wird. Der Ursprung dieser Kraft könnte durch ein Potential gemäß $\mathbf{F}(\mathbf{r}) \propto -\nabla V_{\text{eff}}(\mathbf{r})$ gegeben sein.

Die Bestimmung beziehungsweise mathematische Herleitung eines dipolaren magnonischen Potentials ist aufgrund des Entmagnetisierungstensors und den damit verbundenen Dipol-Dipol-Matrixelementen beziehungsweise der zugehörigen tensoriellen Greenschen Funktion nicht trivial [92]. Es ist zu vermuten, dass die analytische Berechnung nur durch zeitliche und räumliche Approximationen möglich ist. Bezüglich dipolaren magnonischen Potentialen sind weiterführende Untersuchungen erforderlich.

KAPITEL 4

Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde die Spinwellenpropagation in dünnen ferrimagnetischen Yttrium-Eisen-Granat-Filmen untersucht. Je nach Orientierung des externen Magnetfeldes existieren unterschiedliche Spinwellentypen mit dipolarem Charakter, die charakteristische Ausbreitungseigenschaften beziehungsweise Dispersionsrelationen aufweisen: Vorwärts-Volumen-, Rückwärts-Volumen- und Oberflächenmoden. Die Anregung und Detektion von Spinwellen erfolgte mit Mikrostreifenantennen und einem Netzwerkanalysator zur Bestimmung der Streuparameter des Wellenleiters. Durch Strukturierung der Probe beziehungsweise lokale Modifikation des magnonischen Brechungsindex konnte die Propagationscharakteristik gesteuert werden. Eine in dieser Arbeit neu entwickelte Methode hierzu basiert auf quasi beliebigen zweidimensionalen Intensitätsverteilungen, die mittels eines räumlichen Lichtmodulators und computergenerierten Hologrammen realisiert wurden. Die elektromagnetische Strahlung wurde von der Probe absorbiert, wodurch optisch induzierte Temperaturverteilungen resultierten. Diese übertrugen sich auf die lokale Sättigungsmagnetisierung und es entstanden Magnetisierungslandschaften. Die experimentelle Realisierung optisch induzierter ein- und quasi-zweidimensionaler magnonischer Kristalle und Beobachtung von Bandlücken in deren Spinwellenspektren ließ sich auf Reflexionen an den sich räumlich periodisch wiederholenden Grenzflächen mit unterschiedlichem magnonischem Brechungsindex zurückführen. Die analytische Beschreibung der auftretenden Bandlücken erfolgte mittels der Dispersionsrelationen und des Transfermatrixformalismus, sodass den Bandlücken entsprechende Wellenzahlen mit ganzzahligem Vielfachen der reziproken Gitterkonstante zugeordnet werden konnten. Des Weiteren wurde die Dynamik der realisierten Magnetisierungslandschaften mit einem schnellen Oszilloskop untersucht. Die Erzeugung beziehungsweise Thermalisierung von Temperaturprofilen findet in der Größenordnung von 10 ms statt, sodass keine dynamischen Effekte bezüglich der Spinwellenpropagation zu erwarten sind. Das Strukturierungskonzept kann allerdings rekonfigurierbare Strukturen erzeugen, sodass mit einer einzigen Probe unterschiedliche Experimente durchgeführt wer-

den konnten. An quasi-zweidimensionalen magnonischen Kristallen wurde so gezeigt, dass sich Bandlücken gezielt an- und ausschalten lassen. Zu dieser Thematik sind weiterführende Experimente denkbar: Zum Beispiel die Spektroskopie an zweidimensionalen magnonischen Kristallen mit und ohne Gitterdefekte und die Bestimmung der zugehörigen Bandstruktur.

In dieser Arbeit wurde zudem die experimentelle Realisierung der durch Magnetisierungslandschaften induzierten Modenkonvertierung von Rückwärts-Volumen- und Oberflächenmoden in parallel zur Filmoberfläche magnetisierten Proben experimentell gezeigt. Anschließend wurden die Ergebnisse anhand von Isfrequenzkurven analysiert und mit Hilfe mikromagnetischer Simulationen diskutiert. Der Typ der Spinwellenmode ändert sich bei Propagation in einem Magnetisierungsgradienten. Durch Bruch der Translationssymmetrie des Wellenleiters und Brechung der Spinwellen an Grenzflächen mit variierender Sättigungsmagnetisierung wurde die Orientierung des Wellenvektors als auch der Gruppengeschwindigkeit modifiziert. Die experimentellen Daten zeigen, dass die Konvertierung von Spinwellenmoden durch Magnetisierungsgradienten sehr effektiv ist. Mit optimierten computergenerierten Hologrammen ließen sich Intensitätsgradienten erzeugen, die die Linearität der Magnetisierungsgradienten verbessert und damit die Effektivität der Konvertierung steigert. Die qualitative Berechnung der Konvertierungseffizienz zeigte, dass die effektivste Konvertierung am Schnittpunkt der Dispersionsrelationen der Rückwärts-Volumen- und der Oberflächenmoden stattfindet. Hier ist der Betrag des Spinwellenimpulses erhalten. Magnetisierungsgradienten haben das Potential, die Signalübertragung zwischen magnonischen Bauelementen zu steuern und sind daher für die künftige Informationsverarbeitung mit Magnonen von Bedeutung.

Des Weiteren wurde in der vorliegenden Arbeit das Feld der Spinwellenoptik betrachtet und in diesem Kontext mit mikromagnetischen Simulationen die Propagation eines Spinwellenstrahls durch Magnetisierungslandschaften untersucht. Die Realisierung solcher Strahlen wurde in einer vom Autor dieser Arbeit betreuten Masterarbeit gezeigt. Durch geschickte Wahl der räumlichen Magnetisierung können verschiedene optische Spinwellen-Bauelemente erzeugt werden: Axicons zur Anregung von Spinwellen-Bessel-Gauß-Strahlen und magnonische Gradienten-Index-Linsen zur Fokussierung von Spinwellen. GRIN-Linsen sind in der Spinwellen-Fourieroptik einsetzbar. Ein Gitter in der vorderen Brennebene einer Gradientenindexlinse kann in der hinteren Brennebene der zweiten Fourier-GRIN-Linse abgebildet werden. Die in den Abschnitten zuvor betrachteten magnonischen Kristalle lassen sich als Spinwellen-Filter und magnonische Brechungsindexgradienten zur Kontrolle der Spinwellenpropagation nutzen.

Im Vergleich zur konventionellen Optik mit Licht sind in der Spinwellenoptik ab hohen Intensitäten

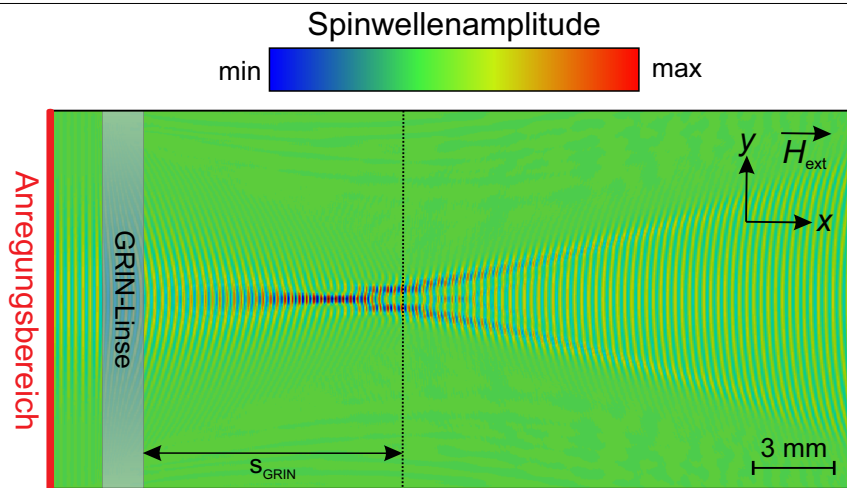


Abbildung 4.1: Durch Erhöhung der Anregungsstärke der Spinwellen treten im Vergleich zu Abbildung 3.35 nichtlineare Effekte bezüglich der Fokussierung von Rückwärts-Volumenmoden auf. Die maximale Spinwellenamplitude existiert schon für kleinere Abstände als s_{GRIN} . Der beobachtete Strahl könnte nicht-beugend sein, was auf ein Spinwellen-Bullet hindeuten würde.

ebenfalls nichtlineare Effekte zu erwarten. Zum Beispiel entstehen Solitonen beziehungsweise sogenannte Bullets [257] durch Selbstfokussierung. In den mikromagnetischen Simulationen mit Gradientenindexlinsen treten ab einer Erhöhung der Amplitude der angeregten Spinwellen um ein Zwanzigfaches im Vergleich zu Abschnitt 3.3 Abweichungen zu der typischen Fokussierung in Abbildung 3.35 auf (vergleiche mit Abbildung 4.1). Es liegt die Vermutung nahe, dass es sich hierbei um ein instabiles Spinwellen-Bullet handelt, dass nach einer gewissen Propagationsstrecke zerfällt. Hier sind weiterführende Simulationen und Experimente erforderlich.

Ein weiteres für zukünftige Untersuchungen interessantes Themengebiet ist die diskrete Optik [258] mit Spinwellen. Wird die Propagation der Spinwelle auf nebeneinander platzierte und damit wechselwirkende Wellenleiter beschränkt, treten Hüpfprozesse auf, die sich mit Gleichung (3.21) beschreiben lassen. In Abbildung 4.2a ist eine mikromagnetische Simulation bezüglich BVMSW Moden dargestellt. Der Vergleich mit dem optischen Analogon mit Licht in Abbildung 4.2b zeigt, dass sich Spinwellen ähnlich verhalten. Die starke Anisotropie der magnetischen dipolaren Wellen lässt erwarten, dass abweichende Phänomene zur konventionellen Optik auftreten. Die Parallelen zwischen Abbildung 4.1 in der Nähe des Arbeitsabstands s_{GRIN} und Abbildung 3.31 bezüglich der Erzeugung von Teilstrahlen, als auch den Hüpfprozessen in Abbildung 4.2a weist auf Analogien beim Zerfall des Solitons hin. Auch hier sind weitere Untersuchungen nötig.

Die Eigenschaften der in dieser Arbeit vorgestellten Magnetisierungslandschaften ändern sich auf Zeitskalen, die in Relation zu typischen Lebensdauern der Spinwellen wesentlich größer sind. Daraus resultieren quasi-statische Sättigungsmagnetisierungsprofile. Die optische Strukturierung mit-

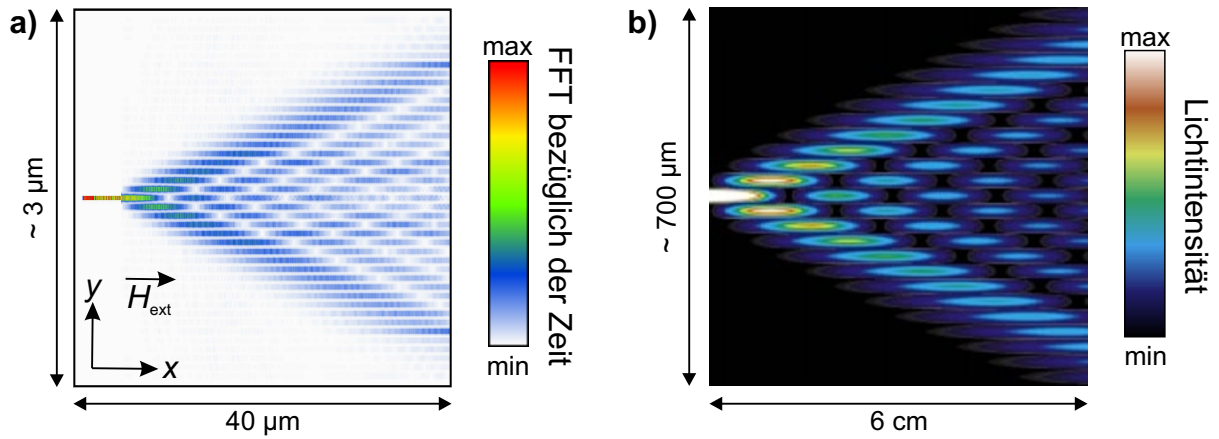


Abbildung 4.2: Vergleich zwischen der diskreten Optik von Spinwellen (a) mit konventionellem Licht (b) (Abbildung aus Referenz [258], modifiziert). Die simulierte zweidimensionale Probe in (a) ist 50 nm dick. Die Abstände und Wellenleiterbreiten betragen jeweils 100 nm . Somit ist die hier dominante Interaktion zwischen den Elektronenspins beziehungsweise der magnetischen Dipolmomente die Austauschwechselwirkung. In der Simulation b) sind die Wellenleiter rund und haben einen Durchmesser von $15 \mu\text{m}$. Der Abstand zwischen diesen ist ebenfalls $15 \mu\text{m}$.

tels Lichtverteilungen bietet das Potential, dynamische Spinwellenphänomene zu untersuchen und könnte wie folgt erweitert werden. Eine Möglichkeit bieten hochenergetische kurze Pulse, die innerhalb einer kurzen Zeitspanne viel Energie in der Probe deponieren und deren lokale Temperatur quasi-instantan erhöhen. Solche Lasersysteme werden typischerweise in der Materialbearbeitung eingesetzt. Erste Experimente mit einem Nd:YAG Laser mit 160 mJ starken und 6 ns langen Pulsen bei der Wellenlänge $\lambda = 532 \text{ nm}$ diesbezüglich zeigten aber, dass in YIG keine effektive Temperaturerhöhung erzielt werden kann. Es erfolgten nicht-thermische Ablationen des dielektrischen, ferrimagnetischen Materials, die auf Coulomb-Explosionen [259, 260] zurückzuführen sind. Die Möglichkeit der quasi-abrupten Erwärmung der Probe muss somit neu überdacht werden. Eine weitere Option ist die Nutzung des inversen Faraday Effekts [33, 130, 131], mit dem die Modifikation der lokalen Magnetisierung ohne Erhöhung der Temperatur möglich ist. Der normale Faraday Effekt beschreibt die Änderung der Polarisation elektromagnetischer Strahlung beim Durchlaufen magnetisierter Proben. Im Gegensatz dazu ermöglicht der inverse Faraday Effekt die Änderung der Magnetisierung der Probe durch die Polarisation von Licht. Die Abhängigkeit der lokalen Magnetisierung $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ bezüglich des elektrischen Feldes $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ des Lichtes ist gegeben durch:

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) \propto \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{E}^*(\mathbf{r}, t) . \quad (4.1)$$

Je nach der Orientierung der zirkularen Polarisation des \mathbf{E} -Feldes kann so die Magnetisierung in oder gegen die Propagationsrichtung des Lichts gedreht werden, wodurch sich ebenfalls die loka-

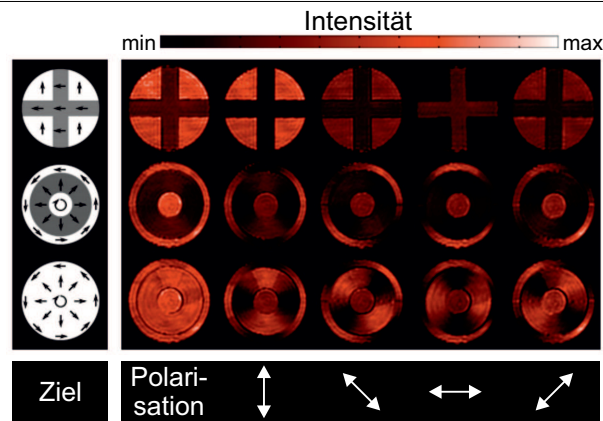


Abbildung 4.3: Quasi beliebige Polarisationsverteilungen mit dem Potential zur Verwendung mit dem inversen Faraday Effekt (Abbildung aus Referenz [261], modifiziert).

le Sättigungsmagnetisierung ändert. Mit quasi beliebigen Polarisationsmustern [261–263], die mit räumlichen Lichtmodulatoren erzeugt werden können, lassen sich so ebenfalls Magnetisierungslandschaften realisieren. In Abbildung 4.3 sind solche Polarisationsverteilungen gezeigt. Verschiedene Bereiche der ausgeleuchteten Fläche weisen jeweils unterschiedliche lineare und zirkulare Polarisationen auf. Die Änderung der Magnetisierung lässt sich im Gegensatz zu thermischen Effekten nicht nur instantan an- sondern auch abschalten. Somit können dynamische Effekte von Spinwellen untersucht werden.

Die in dieser Arbeit entwickelte Strukturierungsmethode mittels optisch induzierter Magnetisierungslandschaften bietet darüber hinaus Anwendungspotentiale im Gebiet der Spinkaloritronik [26], das sich mit der Wechselwirkung von Wärme- und Spinströmen beschäftigt. Durch Erzeugung komplexer zweidimensionaler Temperaturgradienten in Kombination mit dem inversen Spin-Hall-Effekt [25] als auch dem Spin-Seebeck-Effekt [28, 264, 265] entstehen Spinströme in Doppelschichtsystemen bestehend aus magnetischen Filmen mit metallischen Beschichtungen. Die vorgestellten Magnetisierungslandschaften lassen sich außerdem zur Beeinflussung von Magnon-Bose-Einstein-Kondensaten [42, 43] und der Kontrolle von daraus resultierenden Supraströmen [43] verwenden.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass optisch induzierte Magnetisierungslandschaften viele potentielle Anwendungsgebiete im Rahmen der Spintronik beziehungsweise Magnonik erschließen. Aber auch in der Grundlagenforschung ist insbesondere die Untersuchung optisch induzierter dynamischer Effekte ein spannendes neues Themenfeld.

Publikationen

- [P1] M. Vogel, A. V. Chumak, E. H. Waller, T. Langner, V. I. Vasyuchka, B. Hillebrands, G. von Freymann, *Optically reconfigurable magnetic materials*, Nature Physics **11**, 487 (2015).
- [P2] M. Vogel, *Spinwellenpropagation durch thermische Landschaften*, Diplomarbeit, Technische Universität Kaiserslautern (2013).
- [P3] M. Vogel, A. V. Chumak, B. Hillebrands, G. von Freymann, *Magnetische Materialien nach Maß für die Spintronik*, Phys. Unserer Zeit **46**, 217 (2015).
- [P4] M. Vogel, R. Aßmann, P. Pirro, A. V. Chumak, B. Hillebrands, G. von Freymann, *Control of Spin-Wave Propagation using Magnetisation Gradients*, Scientific Reports **8**, 11099 (2018).

Präsentationen der wissenschaftlichen Ergebnisse in der Forschungsgemeinschaft

Neben den schriftlichen Publikationen bezüglich den in dieser Arbeit erzielten Ergebnissen hat der Autor während der Promotion an nationalen und internationalen Konferenzen teilgenommen. Die präsentierten Vorträge und Poster sind nachfolgend aufgelistet:

Neue Strukturierungsmethode und deren Erprobung an magnonischen Kristallen:

- **Poster:** „An Optically-Reconfigurable Dynamic Magnetic Material for the Control of Spin Waves“
Autoren: M. Vogel, A. V. Chumak, E. H. Waller, T. Langner, V. I. Vasyuchka, B. Hillebrands, and G. von Freymann
Konferenz: Oxide Spintronics: Novel Materials, Transport and Emerging Phenomena
Datum: 08.01.2015
Ort: Bad Honnef
- **Vortrag:** „Optically-Reconfigurable Magnetic Materials for the Control of Spin Waves“
Autoren: M. Vogel, A. V. Chumak, E. H. Waller, T. Langner, V. I. Vasyuchka, B. Hillebrands, and G. von Freymann
Konferenz: DPG Frühjahrstagung 2015
Datum: 18.03.2015
Ort: Berlin
- **Poster:** „An Optically-Reconfigurable Magnetic Material for the Control of Spin Waves“
Autoren: M. Vogel, A. V. Chumak, E. H. Waller, T. Langner, V. I. Vasyuchka, B. Hillebrands, and G. von Freymann
Konferenz: 20th International Conference on Magnetism
Datum: 09.07.2015

Ort: Barcelona (Spanien)

Auszeichnung: *Bestes Poster*

- **Vortrag:** „An Optically-Reconfigurable Magnetic Material for the Control of Spin Waves“
Autoren: M. Vogel, A. V. Chumak, E. H. Waller, T. Langner, V. I. Vasyuchka, B. Hillebrands, and G. von Freymann
Konferenz: Magnonics - Spin Waves Connecting Charges, Spins and Photons
Datum: 09.01.2016
Ort: Bad Honnef
- **Vortrag:** „An Optically-Reconfigurable Magnetic Material for the Control of Spin Waves“
Autoren: M. Vogel, A. V. Chumak, E. H. Waller, T. Langner, V. I. Vasyuchka, B. Hillebrands, and G. von Freymann
Konferenz: IEEE Joint Magnetism and Magnetic Materials - INTERMAG Conference
Datum: 13.01.2016
Ort: San Diego (Kalifornien, USA)

Optisch induzierte Modenkonzertierung:

- **Vortrag:** „Spin-Wave Mode Conversion via Optically Induced Landscapes of the Saturation Magnetization“
Autoren: M. Vogel, R. Aßmann, A. V. Chumak, B. Hillebrands, and G. von Freymann
Konferenz: 61st Annual Conference on Magnetism and Magnetic Materials
Datum: 02.11.2016
Ort: New Orleans (Louisiana, USA)
- **Vortrag:** „Spin-Wave Mode Conversion via Optically Induced Landscapes of the Saturation Magnetization“
Autoren: M. Vogel, R. Aßmann, P. Pirro, A. V. Chumak, B. Hillebrands, and G. von Freymann
Konferenz: DPG Frühjahrstagung 2017
Datum: 22.03.2017
Ort: Dresden
- **Poster:** „Spin-Wave Mode Conversion via Optically Induced Landscapes of the Saturation Magnetisation“

Autoren: M. Vogel, R. Aßmann, P. Pirro, A. V. Chumak, B. Hillebrands, and G. von Freymann

Konferenz: Magnonics 2017

Datum: 09.08.2017

Ort: Oxford (England)

- **Poster:** „Spin-Wave Control in Optically Induced Thermal Landscapes“

Autoren: M. Vogel, R. Aßmann, P. Pirro, V. Vasyuchka, A. V. Chumak, B. Hillebrands, and G. von Freymann

Konferenz: Nano-Magnonics Workshop 2018

Datum: 19.02.2018

Ort: Diemerstein

Spinwellenoptik:

- **Vortrag:** „Spin-Wave Optics in Magnetization Landscapes“

Autoren: M. Vogel, R. Aßmann, A. V. Chumak, B. Hillebrands, and G. von Freymann

Konferenz: DPG Frühjahrstagung 2018

Datum: 14.03.2018

Ort: Berlin

- **Vortrag:** „Spin-Wave Optics in Magnetization Landscapes“

Autoren: M. Vogel, R. Aßmann, A. V. Chumak, B. Hillebrands, and G. von Freymann

Konferenz: Joint European Magnetic Symposia 2018

Datum: 06.09.2018

Ort: Mainz

- **Poster:** „Spin-Wave Optics in Magnetization Landscapes“

Autoren: M. Vogel, R. Aßmann, P. Pirro, A. V. Chumak, B. Hillebrands, and G. von Freymann

Konferenz: 3rd International Advanced School on Magnonics

Datum: 20.09.2018

Ort: Kiew (Ukraine)

Auszeichnung: *Bestes Poster*

Literaturverzeichnis

- [1] R. T. Merrill, M. W. McElhinny, *The Earth's magnetic field: Its history, origin and planetary perspective*, Academic press, San Francisco, zweite Auflage (1983).
- [2] H. C. Oersted, *Experiments on the effect of a current of electricity on the magnetic needle*, Ann. Philos. **16**, 273 (1820).
- [3] M. Faraday, *Experimental Researches in Electricity*, Philosophical Transactions of the Royal Society **122**, 125 (1832).
- [4] J. C. Maxwell, *A Dynamical Theory of the Electromagnetic Field*, Royal Society Transactions **155**, 459 (1865).
- [5] L. Hoddeson, E. Braun, J. Teichmann, S. Weart, *Out of the Crystal Maze: Chapters from the History of Solid State Physics*, Oxford University Press, New York, Oxford (1992).
- [6] E. D. Daniel, C. D. Mee, M. H. Clark, *Magnetic Recording: The First 100 Years*, IEEE Press, New York (1999).
- [7] S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von Molnár, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova, D. M. Treger, *Spintronics: A Spin-Based Electronics Vision for the Future*, Science **294**, 1488 (2001).
- [8] V. K. Joshi, *Spintronics: A contemporary review of emerging electronics devices*, Engineering Science and Technology, an International Journal **19**, 1503 (2016).
- [9] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, W. Zinn, *Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures*, Physical Review B **39**, 4828 (1989).
- [10] M. Baibich, J. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Eitenne, G. Creuzet, A. Friedrich, J. Chazelas, *Giant Magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr Magnetic Superlattices*, Physical Review Letters **61**, 2472 (1988).

- [11] M. Julliere, *Tunneling Between Ferromagnetic Films*, Physics Letters **54**, 225 (1975).
- [12] A. Fert, I. A. Campbell, *Two-current conduction in nickel*, Physical Review Letters **21**, 1190 (1968).
- [13] C. K. Wong, *Magnetic Bubble Memory*, in *Algorithmic Studies in Mass Storage Systems*, Kapitel 3, 225–406, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, erste Auflage (1983).
- [14] S. S. P. Parkin, M. Hayashi, L. Thomas, *Magnetic Domain-Wall Racetrack Memory*, Science **320**, 190 (2008).
- [15] B. Dieny, R. C. Sousa, J. Hérault, C. Pappas, G. Prenat, U. Ebels, D. Houssameddine, B. Rodmacq, S. Auffret, I. Spintec, C. E. A. Cnrs, U. Joseph, G. Cedex, M. C. Cyrille, B. Dellaët, O. Redon, C. Ducruet, J.-p. Nozières, I. L. Prejbeanu, *Spin-transfer effect and its use in spintronic components*, Int. J. Nanotechnol. **7**, 591 (2010).
- [16] S. A. Wolf, D. Treger, A. Chtchelkanova, *Spintronics: The future of data storage?*, MRS Bulletin **31**, 400 (2006).
- [17] A. D. Kent, D. C. Worledge, *A new spin on magnetic memories*, Nature Nanotechnology **10**, 187 (2015).
- [18] M. Johnson, *Spin Injection: A Survey and Review Mark*, Journal of Superconductivity: Incorporating Novel Magnetism **14**, 273 (2001).
- [19] A. Brataas, A. D. Kent, H. Ohno, *Current-induced torques in magnetic materials*, Nature Materials **11**, 372 (2012).
- [20] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G. Bauer, *Enhanced Gilbert Damping in Thin Ferromagnetic Films*, Physical Review Letters **88**, 117601 (2002).
- [21] C. W. Sandweg, Y. Kajiwara, A. V. Chumak, A. A. Serga, V. I. Vasyuchka, M. B. Jungfleisch, E. Saitoh, B. Hillebrands, *Spin pumping by parametrically excited exchange magnons*, Physical Review Letters **106**, 216601 (2011).
- [22] M. I. Dyakonov, V. I. Perel, *Current-Induced Spin Orientation of Electrons in Semiconductors*, Phys. Lett. A **35**, 459 (1971).
- [23] J. Hirsch, *Spin Hall Effect*, Physical Review Letters **83**, 1834 (1999).

-
- [24] Y. K. Kato, R. C. Myers, A. C. Gossard, D. D. Awschalom, *Observation of the Spin Hall Effect in Semiconductors*, Science **306**, 1910 (2004).
- [25] E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima, G. Tatara, *Conversion of spin current into charge current at room temperature: Inverse spin-Hall effect*, Applied Physics Letters **88**, 182509 (2006).
- [26] G. E. W. Bauer, E. Saitoh, B. J. van Wees, *Spin caloritronics*, Nature Materials **11**, 391 (2012).
- [27] S. Meyer, Y. T. Chen, S. Wimmer, M. Althammer, T. Wimmer, R. Schlitz, S. Geprags, H. Huebl, D. Kodderitzsch, H. Ebert, G. E. Bauer, R. Gross, S. T. Goennenwein, *Observation of the spin Nernst effect*, Nature Materials **16**, 977 (2017).
- [28] K. Uchida, S. Takahashi, K. Harii, J. Ieda, W. Koshibae, K. Ando, S. Maekawa, E. Saitoh, *Observation of the spin Seebeck effect.*, Nature **455**, 778 (2008).
- [29] K. Uchida, J. Xiao, H. Adachi, J. Ohe, S. Takahashi, J. Ieda, T. Ota, Y. Kajiwara, H. Umezawa, H. Kawai, G. E. W. Bauer, S. Maekawa, E. Saitoh, *Spin Seebeck insulator*, Nature Materials **9**, 894 (2010).
- [30] C. M. Jaworski, J. Yang, S. Mack, D. D. Awschalom, J. P. Heremans, R. C. Myers, *Observation of the spin-Seebeck effect in a ferromagnetic semiconductor.*, Nature Materials **9**, 898 (2010).
- [31] S. Daimon, R. Iguchi, T. Hioki, E. Saitoh, K. I. Uchida, *Thermal imaging of spin Peltier effect*, Nature Communications **7**, 13754 (2016).
- [32] M. B. Agranat, S. I. Ashitkov, A. B. Granovskii, G. I. Rukman, *Interaction of picosecond laser pulses with the electron, spin, and phonon subsystems of nickel*, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **86**, 1376 (1984).
- [33] A. Kirilyuk, A. V. Kimel, T. Rasing, *Ultrafast optical manipulation of magnetic order*, Reviews of Modern Physics **82**, 2731 (2010).
- [34] F. Bloch, *Zur Theorie des Ferromagnetismus*, Zeitschrift für Physik **61**, 206 (1930).
- [35] T. Holstein, H. Primakov, *Field Dependence of the Intrinsic Domain Magnetization of a Ferromagnet*, Physical Review **58**, 1098 (1940).
- [36] F. J. Dyson, *General Theory of Spin-Wave Interactions*, Physical Review **102**, 1217 (1956).
-

- [37] S. Neusser, D. Grundler, *Magnonics: Spin waves on the nanoscale*, *Advanced Materials* **21**, 2927 (2009).
- [38] V. V. Kruglyak, S. O. Demokritov, D. Grundler, *Magnonics*, *Journal of Physics D: Applied Physics* **43**, 264001 (2010).
- [39] B. Lenk, H. Ulrichs, F. Garbs, *The building blocks of magnonics*, *Physics Reports* **507**, 107 (2011).
- [40] Y. Onose, T. Ideue, H. Katsura, Y. Shiomi, N. Nagaosa, Y. Tokura, *Observation of the magnon hall effect* *Supporting Online Material*, *Science* **329**, 297 (2010).
- [41] K. Nakata, J. Klinovaja, D. Loss, *Magnonic quantum Hall effect and Wiedemann-Franz law*, *Physical Review B* **95**, 125429 (2017).
- [42] O. Dzyapko, V. E. Demidov, G. A. Melkov, S. O. Demokritov, *Bose-Einstein condensation of spin wave quanta at room temperature*, *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* **369**, 3575 (2011).
- [43] D. A. Bozhko, A. A. Serga, P. Clausen, V. I. Vasyuchka, F. Heussner, G. A. Melkov, A. Pomyalov, V. S. L'Vov, B. Hillebrands, *Supercurrent in a room-temperature Bose-Einstein magnon condensate*, *Nature Physics* **12**, 1057 (2016).
- [44] J. Bass, W. P. Pratt, *Spin-diffusion lengths in metals and alloys, and spin-flipping at metal/metal interfaces: An experimentalist's critical review*, *Journal of Physics Condensed Matter* **19**, 183201 (2007).
- [45] Y. Kajiwara, K. Harii, S. Takahashi, J. Ohe, K. Uchida, M. Mizuguchi, H. Umezawa, H. Kawai, K. Ando, K. Takanashi, S. Maekawa, E. Saitoh, *Transmission of electrical signals by spin-wave interconversion in a magnetic insulator*, *Nature* **464**, 262 (2010).
- [46] A. D. Karenowska, A. V. Chumak, A. A. Serga, B. Hillebrands, *Magnon spintronics*, *Handbook of Spintronics* **11**, 1505 (2015).
- [47] S. Klingler, P. Pirro, T. Brächer, B. Leven, B. Hillebrands, A. V. Chumak, *Design of a spin-wave majority gate employing mode selection*, *Applied Physics Letters* **105**, 152410 (2014).
- [48] T. Fischer, M. Kewenig, D. A. Bozhko, A. A. Serga, I. I. Syvorotka, F. Ciubotaru, C. Adelman, B. Hillebrands, A. V. Chumak, *Experimental prototype of a spin-wave majority gate*, *Applied Physics Letters* **110**, 152401 (2017).

-
- [49] M. Krawczyk, D. Grundler, *Review and prospects of magnonic crystals and devices with reprogrammable band structure*, Journal of Physics Condensed Matter **26**, 123202 (2014).
- [50] J. D. Joannopoulos, S. G. Johnson, J. N. Winn, R. D. Meade, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*, Princeton University Press, Princeton, Oxford, zweite Auflage (2008).
- [51] K. Busch, G. von Freymann, S. Linden, S. F. Mingaleev, L. Tkeshelashvili, M. Wegener, *Periodic nanostructures for photonics*, Physics Reports **444**, 101 (2007).
- [52] A. D. Karenowska, J. F. Gregg, V. S. Tiberkevich, A. N. Slavin, A. V. Chumak, A. A. Serga, B. Hillebrands, *Oscillatory energy exchange between waves coupled by a dynamic artificial crystal*, Physical Review Letters **108**, 015505 (2012).
- [53] A. V. Chumak, V. I. Vasyuchka, A. A. Serga, M. P. Kostylev, V. S. Tiberkevich, B. Hillebrands, *Storage-recovery phenomenon in magnonic crystal*, Physical Review Letters **108**, 257207 (2012).
- [54] A. V. Chumak, A. A. Serga, B. Hillebrands, *Magnon transistor for all-magnon data processing*, Nature Communications **5**, 4700 (2014).
- [55] L. Zeng, D. Zhang, Y. Zhang, F. Gong, T. Gao, S. Tu, H. Yu, W. Zhao, *Spin wave based synapse and neuron for ultra low power neuromorphic computation system*, in *Proceedings - IEEE International Symposium on Circuits and Systems*, 918–921 (2016).
- [56] H. Arai, H. Imamura, *Spin-wave coupled spin torque oscillators for artificial neural network*, Journal of Applied Physics **124**, 152131 (2018).
- [57] M. L. Schneider, C. A. Donnelly, S. E. Russek, B. Baek, M. R. Pufall, P. F. Hopkins, P. D. Dresselhaus, S. P. Benz, W. H. Rippard, *Ultralow power artificial synapses using nanotextured magnetic Josephson junctions*, Science Advances **4**, e1701329 (2018).
- [58] A. Khitun, R. Ostroumov, K. L. Wang, *Spin-wave utilization in a quantum computer*, Physical Review A **64**, 062304 (2001).
- [59] J. H. Wesenberg, A. Ardavan, G. A. Briggs, J. J. Morton, R. J. Schoelkopf, D. I. Schuster, K. Mølmer, *Quantum computing with an electron spin ensemble*, Physical Review Letters **103**, 070502 (2009).
- [60] K. Bernstein, R. K. Cavin, W. Porod, A. Seabaugh, J. Welser, *Device and architecture outlook for beyond CMOS switches*, Proceedings of the IEEE **98**, 2169 (2010).
-

- [61] W. S. Ishak, *Magnetostatic Wave Technology: A Review*, Proceedings of the IEEE **76**, 171 (1988).
- [62] V. Cherepanov, I. Kolokolov, V. L. Vov, V. Cherepanov, I. Kolokolov, L. Victor, *The saga of YIG: spectra, thermodynamics, interaction and relaxation of magnons in a complex magnet*, Physics Reports **229**, 81 (1993).
- [63] A. Vansteenkiste, B. Van de Wiele, *MUMAX: A new high-performance micromagnetic simulation tool*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **323**, 2585 (2011).
- [64] A. Vansteenkiste, J. Leliaert, M. Dvornik, M. Helsen, F. Garcia-Sanchez, B. Van Waeyenberge, *The design and verification of MuMax3*, AIP Advances **4**, 107133 (2014).
- [65] W. Demtröder, *Experimentalphysik 2*, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, fünfte Auflage (2009).
- [66] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, Oldenbourg Verlag, München, Wien, 13. Auflage (2002).
- [67] D. D. Stancil, *Theory of Magnetostatic Waves*, Springer-Verlag, New York (1993).
- [68] E. E. Anderson, *Molecular Field Model and the Magnetization of YIG*, Physical Review **164**, 1581 (1963).
- [69] W. Demtröder, *Experimentalphysik 3*, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, zweite Auflage (2004).
- [70] D. D. Stancil, A. Prabhakar, *Spin Waves: Theory and Applications*, Springer-Verlag (2009).
- [71] E. Du Tremolet De Lacheisserie, *Magnetostriction: Theory and Applications of Magnetoelasticity*, CRC Press, Boca Raton, erste Auflage (1993).
- [72] C. Zener, *Organoelement chemistry of main-group porphyrin complexes.*, Physical Review **82**, 403 (1951).
- [73] H. A. Kramers, *L'interaction Entre les Atomes Magnétogènes dans un Cristal Paramagnétique*, Physica **1**, 182 (1934).
- [74] P. W. Anderson, *Antiferromagnetism. Theory of Superexchange*, Physical Review **79**, 350 (1950).

-
- [75] I. Dzyaloshinskii, *A Thermodynamic Theory of "Weak" Ferromagnetism of Antiferromagnets*, Physica Status Solidi (B) **4**, 241 (1971).
- [76] T. Moriya, *Anisotropic Superexchange Interaction and Weak Ferromagnetism*, Physical Review **120**, 91 (1960).
- [77] M. A. Ruderman, C. Kittel, *Indirect Exchange Coupling of Nuclear Magnetic Moments by Conduction Electrons*, Physical Review **96**, 99 (1954).
- [78] D. C. Ralph, M. D. Stiles, *Spin transfer torques*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **320**, 1190 (2008).
- [79] T. L. Gilbert, *Classics in Magnetism A Phenomenological Theory of Damping in Ferromagnetic Materials*, IEEE Transactions on Magnetics **40**, 3443 (2004).
- [80] J. D. Jackson, *Klassische Elektrodynamik*, Walter de Gruyter, Berlin, New York, vierte Auflage (2006).
- [81] R. MOSKOWITZ, E. D. TORRE, *Theoretical Aspects of Demagnetization Tensors*, IEEE Transactions on Magnetics **MAG-2**, 739 (1966).
- [82] J. Stöhr, H. Siegmann, *Magnetism - From Fundamentals to Nanoscale Dynamics*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2006).
- [83] B. Hillebrands, K. Ounadjela, *Spin Dynamics in Confined Magnetic Structures I*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg (2002).
- [84] A. Aharoni, *Introduction to the Theory of Ferromagnetism*, Oxford University Press, Oxford, zweite Auflage (2001).
- [85] C. E. Patton, P. Krivosik, P. Kabos, J. P. Nibarger, M. Wu, S. S. Kalarickal, T. J. Silva, M. L. Schneider, *Ferromagnetic resonance linewidth in metallic thin films: Comparison of measurement methods*, Journal of Applied Physics **99**, 093909 (2006).
- [86] W. Demtröder, *Experimentalphysik 2 - Elektrizität und Optik*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 6. Auflage (2013).
- [87] A. Gurevich, G. A. Melkov, *Magnetization Oscillations and Waves*, CRC Press, Boca Raton, New York, London, Tokyo (1996).
-

- [88] B. A. Kalinikos, A. N. Slavin, *Theory of dipole-exchange spin wave excitation for ferromagnetic films with mixed exchange boundary conditions*, International Magnetism Conference **19**, BP13 (1986).
- [89] K. Y. Guslienko, S. O. Demokritov, B. Hillebrands, A. N. Slavin, *Effective dipolar boundary conditions for dynamic magnetization in thin magnetic stripes*, Physical Review B **66**, 132402 (2002).
- [90] R. W. Damon, J. R. Eshbach, *Modes of a Ferromagnet Slab*, J. Phys. Chem. Solids **19**, 308 (1961).
- [91] R. I. Joseph, E. Schlömann, *Demagnetizing field in nonellipsoidal bodies*, Journal of Applied Physics **36**, 1579 (1965).
- [92] C. Bayer, J. Jorzick, B. Hillebrands, S. O. Demokritov, R. Kouba, R. Bozinoski, A. N. Slavin, K. Y. Guslienko, D. V. Berkov, N. L. Gorn, M. P. Kostylev, *Spin-wave excitations in finite rectangular elements of Ni₈₀Fe₂₀*, Physical Review B **72**, 064427 (2005).
- [93] P. M. A. Pirro, *Lineare und nichtlineare Spinwelleninteraktionen in magnetischen Mikrostrukturen*, Dissertation, Technische Universität Kaiserslautern (2014).
- [94] M. Mohseni, R. Verba, T. Brächer, Q. Wang, D. A. Bozhko, B. Hillebrands, P. Pirro, *Chiral protection of dipole-exchange spin-waves*, arXiv:1806.01554v2 (2018).
- [95] B. E. Saleh, M. C. Teich, B. E. Saleh, *Fundamentals of Photonics*, Wiley, New York, zweite Auflage (2007).
- [96] W. Cai, V. Shalaev, *Optical Metamaterials: Fundamentals and Applications*, Springer-Verlag, New York (2010).
- [97] L. Solymar, E. Shamonina, *Waves in Metamaterials*, Oxford University Press, New York, erste Auflage (2009).
- [98] H. Chen, C. T. Chan, P. Sheng, *Transformation optics and metamaterials*, Nature Materials **9**, 387 (2010).
- [99] F. Sun, B. Zheng, H. Chen, W. Jiang, S. Guo, Y. Liu, Y. Ma, S. He, *Transformation Optics: From Classic Theory and Applications to its New Branches*, Laser and Photonics Reviews **11**, 1700034 (2017).

-
- [100] R. D. L. Engle, M. McCall, J. B. Pendry, V. Galdi, Y. Lai, S. A. Horsley, J. Li, J. Zhu, R. C. Mitchell-Thomas, O. Quevedo-Teruel, P. Tassin, V. Giniš, E. Martini, G. Minatti, S. Maci, M. Ebrahimpouri, Y. Hao, P. Kinsler, J. Gratus, J. M. Lukens, A. M. Weiner, U. Leonhardt, I. I. Smolyaninov, V. N. Smolyaninova, R. T. Thompson, M. Wegener, M. Kadic, S. A. Cummer, *Roadmap on transformation optics*, Journal of Optics (United Kingdom) **20**, 063001 (2018).
- [101] J. Zhang, J. B. Pendry, Y. Luo, *Transformation optics from macroscopic to nanoscale regimes: a review*, Advanced Photonics **1**, 014001 (2019).
- [102] J. B. Pendry, *Negative Refraction Makes a Perfect Lens*, Physical Review Letters **85**, 3966 (2000).
- [103] E. Hecht, *Optics*, Pearson Verlag, fünfte Auflage (2016).
- [104] M. J. Riedl, *Optical Design Fundamentals for Infrared Systems*, SPIE Publications, Bellingham, zweite Auflage (2001).
- [105] D.-E. Jeong, D.-S. Han, S. Choi, S.-k. Kim, *Refractive index and Snell's Law for Dipole-Exchange Spin-Waves in a Confined Planar Structure*, Spin **1**, 27 (2011).
- [106] P. Gruszecki, M. Krawczyk, *Spin-wave beam propagation in ferromagnetic thin films with graded refractive index: Mirage effect and prospective applications*, Physical Review B **97**, 094424 (2018).
- [107] I. Kaufman, R. Soohoo, *The Electric Field and Wave Impedance in Spin Wave Propagation (Correspondence)*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques **13**, 703 (1965).
- [108] W. Barry, *A Broad-Band, Automated, Stripline Technique for the Simultaneous Measurement of Complex Permittivity and Permeability*, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques **34**, 80 (1986).
- [109] J. Stigloher, M. Decker, H. S. Körner, K. Tanabe, T. Moriyama, T. Taniguchi, H. Hata, M. Madami, G. Gubbiotti, K. Kobayashi, T. Ono, C. H. Back, *Snell's Law for Spin Waves*, Physical Review Letters **117**, 037204 (2016).
- [110] A. V. Vashkovsky, E. H. Lock, *Properties of backward electromagnetic waves and negative reflection in ferrite films*, Physics-Uspekhi **49**, 389 (2006).
- [111] E. H. Lock, *The properties of isofrequency dependences and the laws of geometrical optics*, Phys.-Uspekhi **51**, 375 (2008).
-

- [112] M. Abramowitz, I. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions*, Dover Publications, New York (1964).
- [113] M. Hurben, C. Patton, *Theory of magnetostatic waves for in-plane magnetized isotropic films*, *Journal of Magnetism and Magnetic Materials* **139**, 263 (1995).
- [114] A. V. Chumak, A. A. Serga, B. Hillebrands, M. P. Kostylev, *Scattering of backward spin waves in a one-dimensional magnonic crystal*, *Applied Physics Letters* **93**, 022508 (2008).
- [115] A. J. Princep, R. A. Ewings, S. Ward, S. Tóth, C. Dubs, D. Prabhakaran, A. T. Boothroyd, *The Final Chapter in the Saga of YIG*, arXiv:1705.06594 (2017).
- [116] P. Capper, M. Mauk, *Liquid Phase Epitaxy of Electronic, Optical and Optoelectronic Materials*, Wiley-Interscience (2007).
- [117] H. L. Glass, L. Moudy, *Measurement of the Lattice Parameter of Gadolinium Gallium Garnet Crystals by the X-ray Divergent-beam Anomalous-transmission Method*, *J. Appl. Cryst.* **7**, 22 (1974).
- [118] A. V. Chumak, A. A. Serga, B. Hillebrands, M. P. Kostylev, *Scattering of backward spin waves in a one-dimensional magnonic crystal*, *Applied Physics Letters* **93**, 022508 (2008).
- [119] H. Ebadi-Dehaghani, M. Nazempour, *Thermal Conductivity of Nanoparticles Filled Polymers*, in *Smart Nanoparticles Technology*, Kapitel 23, IntechOpen, London (2012).
- [120] A. V. Kimel, A. Kirilyuk, F. Hansteen, R. V. Pisarev, T. Rasing, *Nonthermal optical control of magnetism and ultrafast laser-induced spin dynamics in solids*, *Journal of Physics Condensed Matter* **19**, 043201 (2007).
- [121] W. Demtröder, *Experimentalphysik 1 - Mechanik und Wärme*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 6. Auflage (2013).
- [122] H. Maier-Flaig, S. Klingler, C. Dubs, O. Surzhenko, R. Gross, M. Weiler, H. Huebl, S. T. Goennenwein, *Temperature-dependent magnetic damping of yttrium iron garnet spheres*, *Physical Review B* **95**, 214423 (2017).
- [123] A. V. Chumak, D. January, *Magnonic Crystals for Data Processing*, *Journal of Physics D: Applied Physics* **50**, 244001 (2017).

-
- [124] M. Guillot, F. Tch  ou, A. Marchand, P. Feldmann, R. Lagnier, *Specific Heat in Erbium and Yttrium Iron Garnet Crystals*, Zeitschrift fur Physik B : Condensed Matter **44**, 53 (1981).
- [125] P. Giesting, a. Hofmeister, *Thermal conductivity of disordered garnets from infrared spectroscopy*, Physical Review B **65**, 144305 (2002).
- [126] T. Schneider, A. A. Serga, T. Neumann, B. Hillebrands, M. P. Kostylev, *Phase reciprocity of spin-wave excitation by a microstrip antenna*, Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics **77**, 214411 (2008).
- [127] P. Gruszecki, M. Kasprzak, A. E. Serebryannikov, M. Krawczyk, W. Smigaj, *Microwave excitation of spin wave beams in thin ferromagnetic films*, Scientific Reports **6**, 22367 (2016).
- [128] R. Dost, B. J. Inkson, V. V. Kruglyak, F. B. Mushenok, G. Hrkac, D. A. Allwood, C. S. Davies, *Broadband conversion of microwaves into propagating spin waves in patterned magnetic structures*, Applied Physics Letters **111**, 042404 (2017).
- [129] M. van Kampen, C. Jozsa, J. T. Kohlhepp, P. LeClair, L. Lagae, W. J. de Jonge, B. Koopmans, *All-optical probe of coherent spin waves*, Physical Review Letters **88**, 227201 (2002).
- [130] B. A. Zon, V. Y. Kupersmidt, *Inverse Faraday effect in magnetically ordered crystals*, Journal of Experimental and Theoretical Physics **84**, 629 (1983).
- [131] A. V. Kimel, A. Kirilyuk, P. A. Usachev, R. V. Pisarev, A. M. Balbashov, T. Rasing, *Ultrafast non-thermal control of magnetization by instantaneous photomagnetic pulses.*, Nature **435**, 655 (2005).
- [132] T. Satoh, Y. Terui, R. Moriya, B. A. Ivanov, K. Ando, E. Saitoh, T. Shimura, K. Kuroda, *Directional control of spin-wave emission by spatially shaped light*, Nature Photonics **6**, 662 (2012).
- [133] V. E. Demidov, S. Urazhdin, S. O. Demokritov, *Direct observation and mapping of spin waves emitted by spin-torque nano-oscillators*, Nature Materials **9**, 984 (2010).
- [134] A. Slavin, V. Tiberkevich, *Excitation of Spin Waves by Spin-Polarized Current in Magnetic*, IEEE Transactions on Magnetics **44**, 1916 (2008).
- [135] V. E. Demidov, S. Urazhdin, R. Liu, B. Divinskiy, A. Telegin, S. O. Demokritov, *Excitation of coherent propagating spin waves by pure spin currents*, Nature Communications **7**, 10446 (2016).
-

- [136] T. C. Edwards, M. B. Steer, *Foundations for Microstrip Circuit Design*, Wiley-IEEE Press, New York, vierte Auflage (2016).
- [137] D. Chumakov, *High Frequency Behaviour of Magnetic Thin Film Elements for Microelectronics*, Dissertation, Technische Universität Dresden (2006).
- [138] R. Aßmann, *Erzeugung und Detektion von Spinwellenstrahlen sowie deren Propagation durch thermische Landschaften*, Masterarbeit, Technische Universität Kaiserslautern (2018).
- [139] V. F. Dmitriev, B. A. Kalinikos, *Excitation of propagating magnetization waves by microstrip antennas*, Soviet Physics Journal **31**, 875 (1988).
- [140] H. Heuermann, *Hochfrequenztechnik: Komponenten für High-Speed- und Hochfrequenzschaltungen*, Vieweg+Teubner Verlag, Wiesbaden, zweite Auflage (2009).
- [141] J. Detlefsen, U. Siart, *Grundlagen der Hochfrequenztechnik*, Oldenbourg Verlag, München, vierte Auflage (2012).
- [142] M. Hiebel, *Grundlagen der vektoriiellen Netzwerkanalyse*, Rohde & Schwarz, dritte Auflage (2006).
- [143] X. Liu, W. Zhang, M. J. Carter, G. Xiao, *Ferromagnetic resonance and damping properties of CoFeB thin films as free layers in MgO-based magnetic tunnel junctions*, Journal of Applied Physics **110**, 033910 (2011).
- [144] F. Reinitzer, *Beiträge zur Kenntnis des Cholesterins*, Monatshefte für Chemie **9**, 421 (1888).
- [145] O. Lehmann, *Über fließende Krystalle*, Z. Phys. Chem. **4**, 462 (1889).
- [146] B. E. A. Saleh, M. C. Teich, *Grundlagen der Photonik*, Wiley-VCH, Berlin, zweite Auflage (2008).
- [147] A. Yariv, P. Yeh, *Optical Waves in Crystals*, Wiley-Interscience, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore (1984).
- [148] I. Moreno, N. Bennis, J. A. Davis, C. Ferrerira, *Twist angle determination in LCD by location of local adiabatic points*, Optics Communications **158**, 231 (1998).
- [149] J. M. De Freitas, M. A. Player, *Polarization effects in heterodyne interferometry*, Journal of Modern Optics **42**, 1875 (1995).

-
- [150] H. Kawamoto, *The History of Liquid-Crystal Displays*, Proceedings of the IEEE **90**, 460 (2002).
- [151] J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, Roberts and Company, New York, dritte Auflage (2005).
- [152] N. Kim, Y.-L. Piao, H.-Y. Wu, *Holographic Optical Elements and Application*, in I. Naydenova (Hg.), *Holographic Materials and Optical Systems*, Kapitel 5, IntechOpen (2017).
- [153] *Medizinische Hologramme: Verkörpertes Licht*, Deutsches Ärzteblatt **89**, 961 (1992).
- [154] H. J. Coufal, D. Psaltis, G. T. Sincerbox, *Holographic Data Storage*, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg (2000).
- [155] J. R. Fienup, *Phase retrieval algorithms: a comparison.*, Applied optics **21**, 2758 (1982).
- [156] J. C. Dainty, *Laser Speckle and Related Phenomena*, Springer Verlag, Berlin/Heidelberg/New York (1975).
- [157] E. H. Waller, G. von Freymann, *Multi foci with diffraction limited resolution*, Optics Express **21**, 21708 (2013).
- [158] R. Di Leonardo, F. Ianni, G. Ruocco, *Computer generation of optimal holograms for optical trap arrays*, Optics Express **15**, 1913 (2007).
- [159] K. Wagner, A. Kákay, K. Schultheiss, A. Henschke, T. Sebastian, H. Schultheiss, *Magnetic domain walls as reconfigurable spin-wave nanochannels*, Nature Nanotechnology **11**, 432 (2016).
- [160] A. C. Chavez, A. Barra, G. P. Carman, *Voltage control of magnetic monopoles in artificial spin ice*, Journal of Physics D: Applied Physics **51**, 234001 (2018).
- [161] B. Van De Wiele, A. Vansteenkiste, M. Kammerer, B. Van Waeyenberge, L. Dupré, D. De Zutter, *Micromagnetic simulations on GPU, a case study: Vortex core switching by high-frequency magnetic fields*, IEEE Transactions on Magnetics **48**, 2068 (2012).
- [162] Y. Zhou, F. C. Zhang, H. B. Braun, J. Åkerman, E. Iacocca, A. A. Awad, R. K. Dumas, *Dynamically stabilized magnetic skyrmions*, Nature Communications **6**, 8193 (2015).

- [163] T. Brächer, P. Pirro, J. Westermann, T. Sebastian, B. Lägel, B. Van De Wiele, A. Vansteenkiste, B. Hillebrands, *Generation of propagating backward volume spin waves by phase-sensitive mode conversion in two-dimensional microstructures*, Applied Physics Letters **102**, 132411 (2013).
- [164] J. H. Lee, J. P. Singer, E. L. Thomas, *Micro-/nanostructured mechanical metamaterials*, Advanced Materials **24**, 4782 (2012).
- [165] G. Gubbiotti, S. Tacchi, G. Carlotti, N. Singh, S. Goolaup, A. O. Adeyeye, M. Kostylev, *Collective spin modes in monodimensional magnonic crystals consisting of dipolarly coupled nanowires*, Applied Physics Letters **90**, 092503 (2007).
- [166] Z. K. Wang, V. L. Zhang, H. S. Lim, S. C. Ng, M. H. Kuok, S. Jain, A. O. Adeyeye, *Observation of frequency band gaps in a one-dimensional nanostructured magnonic crystal*, Applied Physics Letters **94**, 083112 (2009).
- [167] A. V. Chumak, P. Pirro, A. A. Serga, M. P. Kostylev, R. L. Stamps, H. Schultheiss, K. Vogt, S. J. Hermsdoerfer, B. Laegel, P. A. Beck, B. Hillebrands, *Spin-wave propagation in a microstructured magnonic crystal*, Applied Physics Letters **95**, 262508 (2009).
- [168] B. Obry, P. Pirro, T. Brächer, A. V. Chumak, J. Osten, F. Ciubotaru, A. A. Serga, J. Fassbender, B. Hillebrands, *A micro-structured ion-implanted magnonic crystal*, Applied Physics Letters **102**, 202403 (2013).
- [169] A. V. Chumak, T. Neumann, A. A. Serga, B. Hillebrands, M. P. Kostylev, *A current-controlled, dynamic magnonic crystal*, Journal of Physics D: Applied Physics **42**, 205005 (2009).
- [170] K. Di, V. L. Zhang, M. H. Kuok, H. S. Lim, S. C. Ng, K. Narayanapillai, H. Yang, *Band structure of magnonic crystals with defects: Brillouin spectroscopy and micromagnetic simulations*, Physical Review B **90**, 060405 (2014).
- [171] M. A. Morozova, S. V. Grishin, A. V. Sadovnikov, D. V. Romanenko, Y. P. Sharaevskii, S. A. Nikitov, *Band gap control in a line-defect magnonic crystal waveguide*, Applied Physics Letters **107**, 242402 (2015).
- [172] D. Xing, H. Yang, Y. Cao, *Waveguide properties in two-dimensional magnonic crystals with line defects*, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **377**, 286 (2015).

-
- [173] Y. Filimonov, E. Pavlov, S. Vystostkii, S. Nikitov, *Magnetostatic surface wave propagation in a one-dimensional magnonic crystal with broken translational symmetry*, Applied Physics Letters **101**, 242408 (2012).
- [174] A. N. Kuchko, M. L. Sokolovskii, V. V. Kruglyak, *Spin wave spectrum of a magnonic crystal with an internally structured defect*, Physica B: Condensed Matter **370**, 73 (2005).
- [175] K. H. Chi, Y. Zhu, C. S. Tsai, *Confinement of magnetostatic forward volume waves in two-dimensional magnonic crystals with line defects*, Journal of Applied Physics **115**, 17D125 (2014).
- [176] R. Shindou, R. Matsumoto, S. Murakami, J. I. Ohe, *Topological chiral magnonic edge mode in a magnonic crystal*, Physical Review B **87**, 174427 (2013).
- [177] I. Lisenkov, D. Kalyabin, S. Nikitov, *Edge rotational magnons in magnonic crystals*, Applied Physics Letters **103**, 202402 (2013).
- [178] I. Lisenkov, V. Tyberkevych, A. Slavin, P. Bondarenko, B. A. Ivanov, E. Bankowski, T. Meitzler, S. Nikitov, *Spin-wave edge modes in finite arrays of dipolarly coupled magnetic nanopillars*, Physical Review B **90**, 104417 (2014).
- [179] I. Lisenkov, V. Tyberkevych, S. Nikitov, A. Slavin, *Theoretical formalism for collective spin-wave edge excitations in arrays of dipolarly interacting magnetic nanodots*, Physical Review B **93**, 214441 (2016).
- [180] R. Huber, M. Krawczyk, T. Schwarze, H. Yu, G. Duerr, S. Albert, D. Grundler, *Reciprocal Damon-Eshbach-type spin wave excitation in a magnonic crystal due to tunable magnetic symmetry*, Applied Physics Letters **102**, 012403 (2013).
- [181] M. Mruczkiewicz, E. S. Pavlov, S. L. Vysotsky, M. Krawczyk, Y. A. Filimonov, S. A. Nikitov, *Observation of magnonic band gaps in magnonic crystals with nonreciprocal dispersion relation*, Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics **90**, 174416 (2014).
- [182] M. A. Morozova, O. V. Matveev, Y. P. Sharaevskii, *Pulse propagation in a nonlinear system on the basis of coupled magnonic crystals*, Physics of the Solid State **58**, 1967 (2016).
- [183] A. V. Sadovnikov, E. N. Beginin, M. A. Morozova, Y. P. Sharaevskii, S. V. Grishin, S. E. Sheshukova, S. A. Nikitov, *Nonlinear spin wave coupling in adjacent magnonic crystals*, Applied Physics Letters **109**, 042407 (2016).
-

- [184] S. V. Grishin, E. N. Beginin, Y. P. Sharaevskii, S. A. Nikitov, *Dissipative soliton generation in an active ring resonator based on magnonic quasicrystal with Fibonacci type structure*, Applied Physics Letters **103**, 022408 (2013).
- [185] A. B. Ustinov, N. Y. Grigor'eva, B. A. Kalinikos, *Observation of spin-wave envelope solitons in periodic magnetic film structures*, JETP Letters **88**, 31 (2008).
- [186] S. E. Sheshukova, M. A. Morozova, E. N. Beginin, *Formation of gap solitons in a finite magnonic crystal*, Physics of Wave Phenomena **21**, 304 (2013).
- [187] G. Venkat, N. Kumar, A. Prabhakar, *Micromagnetic and plane wave analysis of an antidot magnonic crystal with a ring defect*, IEEE Transactions on Magnetics **50**, 7101104 (2014).
- [188] T. Schwarze, D. Grundler, *Magnonic crystal wave guide with large spin-wave propagation velocity in CoFeB*, Applied Physics Letters **102**, 222412 (2013).
- [189] J. W. Kłos, P. Gruszecki, A. E. Serebryannikov, M. Krawczyk, *All-Angle Collimation for Spin Waves*, IEEE Magnetics Letters **6**, 2013 (2015).
- [190] Q. Wang, H. Zhang, X. Tang, H. Su, F. Bai, Y. Jing, Z. Zhong, *Effects of symmetry reduction on magnon band gaps in two-dimensional magnonic crystals*, Journal of Physics D: Applied Physics **47**, 065004 (2014).
- [191] R. Verba, G. Melkov, V. Tiberkevich, A. Slavin, *Collective spin-wave excitations in a two-dimensional array of coupled magnetic nanodots*, Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics **85**, 014427 (2012).
- [192] D. Kumar, A. O. Adeyeye, *Broadband and total autocollimation of spin waves using planar magnonic crystals*, Journal of Applied Physics **117**, 143901 (2015).
- [193] R. Zivieri, P. Malagò, L. Giovannini, *Band structure of collective modes and effective properties of binary magnonic crystals*, Photonics and Nanostructures - Fundamentals and Applications **12**, 398 (2014).
- [194] S. Tacchi, G. Gubbiotti, M. Madami, G. Carlotti, *Brillouin light scattering studies of 2D magnonic crystals*, Journal of Physics Condensed Matter **29**, 073001 (2017).
- [195] S. Tacchi, F. Montoncello, M. Madami, G. Gubbiotti, G. Carlotti, L. Giovannini, R. Zivieri, F. Nizzoli, S. Jain, A. O. Adeyeye, N. Singh, *Band diagram of spin waves in a two-dimensional magnonic crystal*, Physical Review Letters **107**, 127204 (2011).

-
- [196] S. Tacchi, G. Duerr, J. W. Klos, M. Madami, S. Neusser, G. Gubbiotti, G. Carlotti, M. Krawczyk, D. Grundler, *Forbidden band gaps in the spin-wave spectrum of a two-dimensional bicomponent magnonic crystal*, Physical Review Letters **109**, 137202 (2012).
- [197] S. Tacchi, M. Madami, G. Gubbiotti, G. Carlotti, H. Tanigawa, T. Ono, M. P. Kostylev, *Anisotropic dynamical coupling for propagating collective modes in a two-dimensional magnonic crystal consisting of interacting squared nanodots*, Physical Review B **82**, 024401 (2010).
- [198] S. Tacchi, P. Gruszecki, M. Madami, G. Carlotti, J. W. Klos, M. Krawczyk, A. Adeyeye, G. Gubbiotti, *Universal dependence of the spin wave band structure on the geometrical characteristics of two-dimensional magnonic crystals*, Scientific Reports **5**, 10367 (2015).
- [199] B. Van De Wiele, F. Montoncello, *A continuous excitation approach to determine time-dependent dispersion diagrams in 2D magnonic crystals*, Journal of Physics D: Applied Physics **47**, 315002 (2014).
- [200] D. S. Han, A. Vogel, H. Jung, K. S. Lee, M. Weigand, H. Stoll, G. Schütz, P. Fischer, G. Meier, S. K. Kim, *Wave modes of collective vortex gyration in dipolar-coupled-dot-array magnonic crystals*, Scientific Reports **3**, 2262 (2013).
- [201] K. H. Chi, Y. Zhu, C. S. Tsai, *Two-dimensional magnonic crystal with periodic thickness variation in YIG layer for magnetostatic volume wave propagation*, IEEE Transactions on Magnetism **49**, 1000 (2013).
- [202] P. S. Keatley, V. V. Kruglyak, A. Neudert, E. A. Galaktionov, R. J. Hicken, J. R. Childress, J. A. Katine, *Time-resolved investigation of magnetization dynamics of arrays of nonellipsoidal nanomagnets with nonuniform ground states*, Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics **78**, 214412 (2008).
- [203] P. Malagò, L. Giovannini, R. Zivieri, P. Gruszecki, M. Krawczyk, *Spin-wave dynamics in permalloy/cobalt magnonic crystals in the presence of a nonmagnetic spacer*, Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics **92**, 064416 (2015).
- [204] S. Odintsov, A. Sadovnikov, A. Grachev, E. Beginin, Y. Sharaevskii, S. Nikitov, *Spatial-frequency selection of magnetostatic waves in a two-dimensional magnonic crystal lattice*, JETP Letters **104**, 576 (2016).
-

- [205] G. Duerr, M. Madami, S. Neusser, S. Tacchi, G. Gubbiotti, G. Carlotti, D. Grundler, *Spatial control of spin-wave modes in Ni₈₀Fe₂₀ antidot lattices by embedded Co nanodisks*, Applied Physics Letters **99**, 202502 (2011).
- [206] M. Kostylev, S. Zhong, J. Ding, A. O. Adeyeye, *Resonance properties of bi-component arrays of magnetic dots magnetized perpendicular to their planes*, Journal of Applied Physics **114**, 113910 (2013).
- [207] A. V. Bespalov, O. L. Golikova, S. S. Savin, A. I. Stognij, N. N. Novitskii, *Preparation of magnonic crystals with nanoislands by focused ion beam etching*, Inorganic Materials **48**, 1190 (2012).
- [208] H. Ulrichs, B. Lenk, M. Münzenberg, *Magnonic spin-wave modes in CoFeB antidot lattices*, Applied Physics Letters **97**, 092506 (2010).
- [209] X. M. Liu, J. Ding, G. N. Kakazei, A. O. Adeyeye, *Magnonic crystals composed of Ni₈₀Fe₂₀film on top of Ni₈₀Fe₂₀two-dimensional dot array*, Applied Physics Letters **103**, 062401 (2013).
- [210] S. L. Vysotskii, S. A. Nikitov, Y. A. Filimonov, *Magnetostatic Spin Waves in Two-Dimensional Periodic Structures (Magnetophoton Crystals)*, Journal of Experimental and Theoretical Physics **101**, 547 (2005).
- [211] J. Romero Vivas, S. Mamica, M. Krawczyk, V. V. Kruglyak, *Investigation of spin wave damping in three-dimensional magnonic crystals using the plane wave method*, Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics **86**, 144417 (2012).
- [212] M. Krawczyk, H. Puzkarski, *Plane-wave theory of three-dimensional magnonic crystals*, Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics **77**, 054437 (2008).
- [213] S. Mamica, *Tailoring of the partial magnonic gap in three-dimensional magnetoferritin-based magnonic crystals*, Journal of Applied Physics **114**, 043912 (2013).
- [214] A. V. Chumak, V. S. Tiberkevich, A. D. Karenowska, A. A. Serga, J. F. Gregg, A. N. Slavin, B. Hillebrands, *All-linear time reversal by a dynamic artificial crystal*, Nature Communications **1**, 141 (2010).
- [215] J. Topp, D. Heitmann, M. P. Kostylev, D. Grundler, *Making a reconfigurable artificial crystal by ordering bistable magnetic nanowires*, Physical Review Letters **104**, 207205 (2010).

-
- [216] A. V. Chumak, P. Dhagat, A. Jander, A. A. Serga, B. Hillebrands, *Reverse Doppler effect of magnons with negative group velocity scattered from a moving Bragg grating*, Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics **81**, 140404 (2010).
- [217] O. V. Dobrovolskiy, R. Sachser, T. Brächer, T. Böttcher, V. V. Kruglyak, R. V. Vovk, V. A. Shklovskij, M. Huth, B. Hillebrands, A. V. Chumak, *Magnon-fluxon interaction in a ferromagnet/superconductor heterostructure*, Nature Physics DOI: 10.1038/s41567-019-0428-5 (2019).
- [218] A. A. Nikitin, A. B. Ustinov, A. A. Semenov, A. V. Chumak, A. A. Serga, V. I. Vasyuchka, E. Lähderanta, B. A. Kalinikos, B. Hillebrands, *A spin-wave logic gate based on a width-modulated dynamic magnonic crystal*, Applied Physics Letters **106**, 102405 (2015).
- [219] A. Khitun, *Multi-frequency magnonic logic circuits for parallel data processing*, Journal of Applied Physics **111**, 054307 (2012).
- [220] M. Inoue, A. Baryshev, H. Takagi, P. B. Lim, K. Hatafuku, J. Noda, K. Togo, *Investigating the use of magnonic crystals as extremely sensitive magnetic field sensors at room temperature*, Applied Physics Letters **98**, 132511 (2011).
- [221] R. G. Kryshtal, A. V. Medved, *Surface acoustic wave in yttrium iron garnet as tunable magnonic crystals for sensors and signal processing applications*, Applied Physics Letters **100**, 192410 (2012).
- [222] S. Atalay, A. O. Kaya, V. S. Kolat, H. Gencer, T. Izgi, *One-Dimensional Magnonic Crystal for Magnetic Field Sensing*, Journal of Superconductivity and Novel Magnetism **28**, 2071 (2015).
- [223] E. Bankowski, T. Meitzler, R. S. Khymyn, V. S. Tiberkevich, A. N. Slavin, H. X. Tang, *Magnonic crystal as a delay line for low-noise auto-oscillators*, Applied Physics Letters **107**, 122409 (2015).
- [224] A. D. Karenowska, A. V. Chumak, A. A. Serga, J. F. Gregg, B. Hillebrands, *Magnonic crystal based forced dominant wavenumber selection in a spin-wave active ring*, Applied Physics Letters **96**, 082505 (2010).
- [225] A. B. Ustinov, A. V. Drozdovskii, B. A. Kalinikos, *Multifunctional nonlinear magnonic devices for microwave signal processing*, Applied Physics Letters **96**, 142513 (2010).

- [226] L. C. Evans, *Partial Differential Equations*, American Mathematical Society, Providence, zweite Auflage (2010).
- [227] B. Obry, V. I. Vasyuchka, A. V. Chumak, A. A. Serga, B. Hillebrands, *Spin-wave propagation and transformation in a thermal gradient*, Applied Physics Letters **101**, 192406 (2012).
- [228] V. S. L'vov, *Wave Turbulence Under Parametric Excitation: Applications to Magnets*, Springer Verlag, Berlin, Heidelberg (1994).
- [229] T. Sebastian, T. Brächer, P. Pirro, A. A. Serga, B. Hillebrands, T. Kubota, H. Naganuma, M. Oogane, Y. Ando, *Nonlinear Emission of Spin-Wave Caustics from an Edge Mode of a Microstructured Co₂Mn_{0.6}Fe_{0.4}Si Waveguide*, Physical Review Letters **110**, 067201 (2013).
- [230] J. Jersch, V. E. Demidov, H. Fuchs, K. Rott, P. Krzysteczko, J. Münchenberger, G. Reiss, S. O. Demokritov, *Mapping of localized spin-wave excitations by near-field Brillouin light scattering*, Applied Physics Letters **97**, 152502 (2010).
- [231] T. Sebastian, K. Schultheiss, B. Obry, B. Hillebrands, H. Schultheiss, *Micro-focused Brillouin light scattering: imaging spin waves at the nanoscale*, Frontiers in Physics **3**, 1 (2015).
- [232] Y. Tanaka, J. Upham, T. Nagashima, T. Sugiya, T. Asano, S. Noda, *Dynamic control of the Q factor in a photonic crystal nanocavity*, Nature Materials **6**, 862 (2007).
- [233] D. D. Stancil, B. E. Henty, A. G. Cepni, J. P. Van't Hof, *Observation of an inverse Doppler shift from left-handed dipolar spin waves*, Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics **74**, 060404 (2006).
- [234] V. Vlaminck, M. Bailleul, *Current-Induced Spin-Wave Doppler Shift*, Science **322**, 410 (2008).
- [235] K. Vogt, H. Schultheiss, S. Jain, J. E. Pearson, A. Hoffmann, S. D. Bader, B. Hillebrands, *Spin waves turning a corner*, Applied Physics Letters **101**, 042410 (2012).
- [236] K. Vogt, F. Y. Fradin, J. E. Pearson, T. Sebastian, S. D. Bader, B. Hillebrands, A. Hoffmann, H. Schultheiss, *Realization of a spin-wave multiplexer*, Nature Communications **5**, 3727 (2014).
- [237] C. S. Davies, V. Kruglyak, *Graded-index magnonics*, Low Temperature Physics **41**, 10 (2015).

-
- [238] C. S. Davies, A. Francis, A. V. Sadovnikov, S. V. Chertopalov, M. T. Bryan, S. V. Grishin, D. A. Allwood, Y. P. Sharaevskii, S. A. Nikitov, V. V. Kruglyak, *Towards graded-index magnonics: Steering spin waves in magnonic networks*, Physical Review B - Condensed Matter and Materials Physics **92**, 020408 (2015).
- [239] A. V. Sadovnikov, C. S. Davies, V. V. Kruglyak, D. V. Romanenko, S. V. Grishin, E. N. Beginin, Y. P. Sharaevskii, S. A. Nikitov, *Spin wave propagation in a uniformly biased curved magnonic waveguide*, Physical Review B **96**, 060401 (2017).
- [240] V. S. Tkachenko, A. N. Kuchko, M. Dvornik, V. V. Kruglyak, *Propagation and scattering of spin waves in curved magnonic waveguides*, Applied Physics Letters **101**, 152402 (2012).
- [241] A. V. Sadovnikov, C. S. Davies, S. V. Grishin, V. V. Kruglyak, D. V. Romanenko, Y. P. Sharaevskii, S. A. Nikitov, *Magnonic beam splitter: The building block of parallel magnonic circuitry*, Applied Physics Letters **106**, 192406 (2015).
- [242] T. Brächer, P. Pirro, J. Westermann, T. Sebastian, B. Lägel, B. Van De Wiele, A. Vansteenkiste, B. Hillebrands, *Generation of propagating backward volume spin waves by phase-sensitive mode conversion in two-dimensional microstructures*, Applied Physics Letters **102**, 132411 (2013).
- [243] A. A. Serga, A. V. Chumak, B. Hillebrands, *YIG magnonics*, Journal of Physics D: Applied Physics **43**, 264002 (2010).
- [244] O. Dzyapko, I. V. Borisenko, V. E. Demidov, W. Pernice, S. O. Demokritov, *Reconfigurable heat-induced spin wave lenses*, Applied Physics Letters **109**, 232407 (2016).
- [245] J.-N. Toedt, M. Mundkowski, D. Heitmann, S. Mendach, W. Hansen, *Design and construction of a spin-wave lens*, Scientific Reports **6**, 33169 (2016).
- [246] J. Gräfe, M. Decker, K. Keskinbora, M. Noske, P. Gawronski, H. Stoll, C. H. Back, E. J. Goering, G. Schütz, *X-Ray Microscopy of Spin Wave Focusing using a Fresnel Zone Plate*, arXiv: **1707.03664** (2017).
- [247] N. J. Whitehead, S. A. Horsley, T. G. Philbin, V. V. Kruglyak, *A Luneburg lens for spin waves*, Applied Physics Letters **113** (2018).
- [248] W. Yu, J. Lan, R. Wu, J. Xiao, *Magnetic Snell's law and spin-wave fiber with Dzyaloshinskii-Moriya interaction*, Physical Review B **94**, 140410 (2016).
-

- [249] F. Gori, G. Guattari, C. Padovani, *Bessel-Gauss beams*, Optics Communications **64**, 491 (1987).
- [250] J. Arlt, V. Garces-Chavez, W. Sibbett, K. Dholakia, *Optical micromanipulation using a Bessel light beam*, Optics Communications **197**, 239 (2001).
- [251] J. Durnin, J. Miceli, J. H. Eberly, *Diffraction-free beams*, Physical Review Letters **58**, 1499 (1987).
- [252] V. GARCÉS-CHÁVEZ, D. MCGLOIN, H. MELVILLE, W. SIBBETT, K. DHOLAKIA, *Simultaneous micromanipulation in multiple planes using a self-reconstructing light beam*, Nature **419**, 145 (2002).
- [253] C. Gómez-Reino, E. Acosta, J. Liñares, *Image and fourier transform formation by GRIN lenses: Pupil effect*, Journal of Modern Optics **34**, 1501 (1987).
- [254] M. C. Rechtsman, J. M. Zeuner, Y. Plotnik, Y. Lumer, D. Podolsky, F. Dreisow, S. Nolte, M. Segev, A. Szameit, *Photonic Floquet topological insulators*, Nature **496**, 196 (2013).
- [255] C. Jörg, F. Letscher, M. Fleischhauer, G. V. Freymann, *Dynamic defects in photonic Floquet topological insulators*, New Journal of Physics **19**, 083003 (2017).
- [256] A. V. Chumak, A. A. Serga, S. Wolff, B. Hillebrands, M. P. Kostylev, *Design and optimization of one-dimensional ferrite-film based magnonic crystals*, Journal of Applied Physics **105**, 083906 (2009).
- [257] O. R. Sulymenko, O. V. Prokopenko, V. S. Tyberkevych, A. N. Slavin, A. A. Serga, *Bullets and droplets: Two-dimensional spin-wave solitons in modern magnonics*, Low Temperature Physics **44**, 602 (2018).
- [258] D. N. Christodoulides, F. Lederer, Y. Silberberg, *Discretizing light behaviour in linear and nonlinear*, Nature **424**, 817 (2003).
- [259] P. E. Mason, F. Uhlig, V. Vaněk, T. Buttersack, S. Bauerecker, P. Jungwirth, *Coulomb explosion during the early stages of the reaction of alkali metals with water*, Nature Chemistry **7**, 250 (2015).
- [260] B. Rethfeld, D. S. Ivanov, M. E. Garcia, S. I. Anisimov, *Modelling ultrafast laser ablation*, Journal of Physics D: Applied Physics **50**, 193001 (2017).

- [261] E. H. Waller, G. von Freymann, *Independent spatial intensity, phase and polarization distributions*, Optics Express **21**, 28167 (2013).
- [262] W. Han, Y. Yang, W. Cheng, Q. Zhan, *Vectorial optical field generator for the creation of arbitrarily complex fields*, Optics Express **21**, 20692 (2013).
- [263] C. Maurer, A. Jesacher, S. Fürhapter, S. Bernet, M. Ritsch-Marte, *Tailoring of arbitrary optical vector beams*, New Journal of Physics **9**, 78 (2007).
- [264] J. Xiao, G. E. Bauer, K. C. Uchida, E. Saitoh, S. Maekawa, *Theory of magnon-driven spin Seebeck effect*, Physical Review B **81**, 214418 (2010).
- [265] H. Adachi, K. I. Uchida, E. Saitoh, S. Maekawa, *Theory of the spin Seebeck effect*, Reports on Progress in Physics **76**, 036501 (2013).

Danksagung

Während der Entstehung der vorliegenden Arbeit und bezüglich deren erfolgreichen Umsetzung halfen mir zahlreiche Menschen, denen ich an dieser Stelle für die Zusammenarbeit, Unterstützung, Rückmeldung und Diskussionsbereitschaft herzlichst danken möchte:

- Meinem Doktorvater Prof. Dr. Georg von Freymann, der mir die Promotion in seiner Arbeitsgruppe ermöglichte und mir währenddessen stets beratend zur Seite stand.
- Prof. Dr. Burkard Hillebrands bezüglich der hervorragenden arbeitsgruppenübergreifenden Zusammenarbeit und der Übernahme des Zweitgutachtens.
- Prof. Dr. Hans Christian Schneider, der sich als zusätzlicher Gutachter dieser Arbeit zur Verfügung stellte.
- Jun.-Prof. Dr. habil. Andrii Chumak für die Hilfe bei Grundlegenden experimentellen und theoretischen Fragestellungen als auch der vielen Rückmeldungen bezüglich meiner Arbeit.
- Dr. Vitaliy Vasyuchka für die Bereitstellung der YIG Proben und Messgeräte als auch den fachlichen Gesprächen.
- Dr. habil. Oleksandr Serha für die lehrreichen Diskussionen währen meiner Promotion.
- Der gesamten AG Optische Technologien und Photonik für die angenehme berufliche Zusammenarbeit und den schönen privaten Freizeitaktivitäten.
- Heike Buchinger für die Unterstützung in bürokratischen Angelegenheiten.
- Peter Frohnhöfer, der mir bei technischen Fragestellungen Hilfe leistete. Zusammen mit ihm war es immer möglich Lösungen für die auftretenden Probleme zu entwickeln.
- Der AG Magnetismus für für die hervorragende Zusammenarbeit, der Bereitstellung von Messgeräten, den interessanten Diskussionen und den vielzähligen Erlebnissen bei den ge-

meinsamen Konferenzbesuchen. Insbesondere bin ich Dr. Philipp Pirro, Dr. Thomas Brächer, Dr. Thomas Langner, Dr. Dmytro Bozhko und Frank Heussner zum Dank verpflichtet.

- Dem Nano Structuring Center (NSC) der Technischen Universität Kaiserslautern bei der Unterstützung der Herstellung einseitig beschichteter YIG Proben und der Fertigung von Wellenleitern mit einer Diamantsäge.
- Der Elektronikwerkstatt der Technischen Universität Kaiserslautern bezüglich der Herstellung der Mikrostreifenleiterbahnen.
- Der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) im Rahmen des Schwerpunktprogramms SPP 1538 “Spin Caloric Transport” (Projekt VA 735/1-2) und des Sonderforschungsbereichs (SFB/TRR) 173 “Spin + X – Spin in its collective environment” (Projekt B04).
- Der Carl-Zeiss-Stiftung für die finanzielle Unterstützung am Anfang der Doktorarbeit.
- Dem Nachwuchsring der Technischen Universität Kaiserslautern für die angebotenen Workshops und der teilweisen Übernahme der Fahrt- und Flugkosten bei Konferenzbesuchen.
- Dem Fraunhofer-Institut für Techno- und Wirtschaftsmathematik (ITWM) in Kaiserslautern für die gute Kooperation.
- Meiner Mutter und meinem Stiefvater für die Förderung meiner Promotion in vielfältiger Weise.
- Meiner mich stets so liebevoll unterstützenden Freundin.

Akademischer Lebenslauf

Angaben zur Person

Name: Marc Vogel

Promotion

seit 06/2014	Wissenschaftlicher Mitarbeiter Technische Universität Kaiserslautern Fachbereich Physik
06/2013 – 06/2014	Promotionsstudent / Stipendiat der Carl-Zeiss-Stiftung Technische Universität Kaiserslautern Fachbereich Physik

Versicherung

Hiermit versichere ich – Marc Vogel – die vorliegende Arbeit selbstständig verfasst und Zitate kenntlich gemacht zu haben. Es wurden keine weiteren Quellen oder Hilfsmittel als die angegebenen verwendet.

Marc Vogel

